PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 — 15. Mai 1929 — Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1929. — 30. Jahrgang

INHALT:

S. Valentiner, Ernst Wagner, Gestorben 1. November 1928. S. 281.

Originalmitteilungen:

A. Demski, Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten. S. 291.

F. Krüger u. F. Maske, Über die Dielektrizitätskonstanten einiger Metalldämpfe. S. 314.

R. Fleischer, Beitrag zu R. Suhrmann, Wasserstoff-Ionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums. S. 320.

A. Smits und H. Gerding, Über den photoelektrischen Effekt des Aluminiums und seiner Amalgame. I. S. 322.

F. A. Schulze, Ein Demonstrationsapparat zum Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz. S. 325.

Besprechungen:

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. S. 328.

L. Bull, La Cinématographie. S. 328.

P. Duckert, Zur Frage der Küstenbrechung und Peilschwankung elektromagnetischer Wellen. S. 328.

R. Gans, Der Zufall in der Physik. S. 328.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1929. S. 328.

Personalien. S. 328.

Ernst Wagner.

Gestorben 1. November 1928.

Von S. Valentiner, Clausthal.

Wenn man einem Freund und Kollegen, um ihn zu ehren, nach seinem Tode einige Zeilen widmet, durch die die Umwelt noch einmal aufmerksam werden soll auf das, was er war, was er erstrebte, und was ihm gelang, so folgt man damit nicht nur einer schönen Sitte, sondern vielmehr auch einem inneren Zwang, entsprungen aus dem Wunsche, sich noch einmal aufs Eindringlichste mit ihm zu unterhalten, und in der Überzeugung, daß auf diese eigentlich von ihm allein geführte Unterhaltung — denn wir lassen durch diese Zeilen ja nur seine Tätigkeit und seine Persönlichkeit zu uns sprechen — wohl gern alle diejenigen hören, die ihn als Mensch und als Forscher verehrt haben, — aber auch Fernstehende und Jüngere, wenn die Darstellung seiner Tätigkeit zugleich ein Stück Geschichte seiner Wissenschaft bedeuten kann. Gerade der, den wir heute so in unsern Kreis rufen möchten, Ernst Wagner, der naturfrohe und besinnliche Mensch, hat sich in seinem Leben gern über die Probleme, die ihn beschäftigten, anderen gegenüber ausgelassen und das oft mit einer Wärme, die erkennen ließ, mit welcher Energie er nach Klarheit rang. Nicht war es dabei nur seine Wissenschaft, die zur Unterhaltung den überreichen Stoff bot. Mit dem näheren Freunde wurde gar oft das Problematische und das Gesetzmäßige im menschlichen Leben und in der ganzen Natur behandelt und zwar von ihm nicht immer ohne Leidenschaft und doch bereits in seiner Studentenzeit mit einer überraschenden Abgeklärtheit, zu der ihn, wohlgeleitet von seinem Vater, reiches und intensives inneres Erleben, gründliches Nachdenken und eifrige Beschäftigung mit Philosophen, Dichtern, Musikern und Künstlern meist vergangener, ja meist klassischer Zeit geführt haben.

Wir dürfen hier, dem größeren Kreise der Aufmerkenden entsprechend, ihm nur in seine

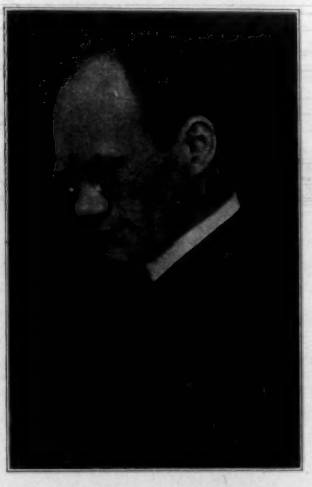
wissenschaftlichen Probleme folgen. Aber auch sie lassen uns ja ihn selbst erkennen, wie jedes Menschen Werk ein Stück seiner Persönlichkeit ist.

Zuvor einige wenige Daten seines Lebens. Ernst Wagner wurde am 14. August 1876 zu Hildburghausen als Sohn des Augenarztes, des späteren Geh. Sanitätsrats Wagner in Meiningen, geboren und besuchte das Gymnasium in Meiningen. Das anfängliche Studium der Medizin vertauschte er, durch Röntgens Vorlesungen in Würzburg überaus stark gefesselt, sehr bald mit dem der Physik. Nach umfassendem, tiefgehendem Studium in Würzburg, Berlin und vor allem München, promovierte er 1903 in Physik bei Röntgen, in dessen Institut er dann lange Jahre Assistent war und zu dem er persönlich bis zuletzt in einem engen und und herzlichen Verhältnis stand. Im Frühjahr 1909 habilitierte er sich dort, wurde am 31. Januar 1915 a. o. Professor und erhielt im November 1919 einen besonderen Lehrauftrag für Physik. Einen Ruf auf die o. Professur für Physik an der Universität Rostock im Jahre 1921 lehnte er ab, weil er befürchtete, dort auf dem ihn besonders fesselnden Gebiet der Röntgenstrahlforschung nicht in genügendem Maße weiterarbeiten zu können. Dagegen übernahm er gern die o. Professur für Physik an der Universität Würzburg, die ihm zum 1. November 1922 angeboten wurde. Auf diesem Lehrstuhl traditioneller, meisterlicher Präzisionsarbeit, durch die Tätigkeit von Kohlrausch, Röntgen, Wien charakterisiert, für den er als eifrigster Anhänger der exakten Messung besonders geeignet war, sollte und wollte er, so schien es, sich wohlfühlen. Ein reiches Arbeitsprogramm, für das er das Institut ausbauen zu können hoffte, Mitarbeiter und Studenten und für ihn, der die Imponderabilien echter Menschlichkeit zu werten verstand, nicht weniger bedeutungsvoll: ein von Sorgen befreiendes Heim, in dem er auch die Kunst, insbesondere die Musik gern auf sich wirken ließ, diese Vorbedingungen für erfolgreiche Forschertätigkeit waren gegeben. Und doch entschied das Schicksal anders über ihn. Widrige von außen her andringende Kräfte ließen ihn in den ersten Jahren nicht zur Ruhe kommen und brachten ihm manche ärgerliche, böse und aufregende Stunde. Und als sie endlich überwunden waren, brach eine langwierige, schwere Krankheit über ihn herein, die seine Arbeitskraft mehr und mehr lähmte, und der er am 1. November 1928 nach nur 6 Jahren Tätigkeit im Würzburger Institut erlag.

Seinem zuverlässigen Wesen entsprach Art und Inhalt seines Vortrages und seiner Arbeit. Nicht ein Freund der vielen Worte war er doch unermüdlich bestrebt, seine Vorlesungen durch allerhand Beispiele so anschaulich wie möglich zu machen, so daß er manchen schönen und didaktisch wertvollen Vorlesungsversuch ersann und mit Begeisterung vorführte. Wie sein großer Lehrer Röntgen legte er besonderes Gewicht auf Genauigkeit der Darstellung, und hatte Sinn für die schon rein mnemotechnische Bedeutung eindrucksvoller Experimente. Kaum einen aber von seinen originellen Versuchen, die sein auch in seinen Arbeiten hervortretendes Bemühen nach Anschaulichkeit zeigen, hat er veröffentlicht. (2, 9, 26.)

In seiner Dissertation (1) aus dem Jahre 1903 behandelte Wagner die Möglichkeit genauer absoluter Hochdruckmessung, wozu sich, wie er zeigte, in erster Linie das vorzügliche Amagatsche Manometer eignet. Freilich ist kein Zweifel, daß auch dieser Apparat nur in der Hand eines in sorgfältigster Messung geübten Physikers den Forderungen genügen kann, die man an ihn als ein Instrument für absolute Messungen stellen muß. Genau aber gibt Wagner wenigstens die Arbeitsweise an, die zu sicheren Resultaten führen kann, und die etwas abweicht von der, die Amagat selbst empfiehlt. Bei sorgfältiger Befolgung dieser Arbeitsvorschriften und Vorsichtsmaßregeln läßt sich das Übersetzungsverhältnis der beiden aufeinander sitzenden Kolben von verschiedenem Querschnitt sehr genau bestimmen; sie müssen allerdings auch in den nachfolgenden Messungen befolgt werden, wenn die genaue Kenntnis dieses Verhältnis-

ses auf ca. $1\,^0/_{00}$ einen Wert haben soll. Er machte dabei auf die Bedeutung der „funktionellen" Querschnitte für die Bestimmung des Übersetzungsverhältnisses aufmerksam, die ein wenig abweichen von den etwa mit einem genauen Dickenmesser oder Mikroskop bestimmbaren, indem ein Teil des von Öl ausgefüllten Zwischenraumes zwischen Kolben- und Zylinderwand mitwirkt. Der Vergleich eines Manometers von Schäffer und Budenberg und eines Genfer Instrumentes mit dem Amagatschen von nun genau bekanntem Übersetzungsverhältnis führte ihn weiter auf eine eingehende Untersuchung der elastischen Nachwirkung solcher technischen Instrumente, eine Untersuchung, die, wenn auch nur an zwei Individuen vorgenommen, allgemein gültige Schlüsse ermöglichte und es wahrscheinlich machte, daß, wenn der Mechanismus der Übertragung von der Bourdonschen Röhre auf den Zeiger des Instruments nicht versagt, die elastische Nachwirkung (ebenso auch die Temperatureinflüsse) bei typischen Gebrauchsweisen der Manometer streng gesetzmäßig berücksichtigt werden kann. In späterer Zeit (4) hat Wagner in Gemeinschaft mit P. P. Koch das Amagat-Manometer nochmals geprüft und durch Druckmessungen mit Quecksilbersäulen bis ca. 25 m Höhe neu geeicht, wobei sich das Übersetzungsverhältnis als bis auf $^1/_2\,^0/_{00}$ konstant zeigte und von neuem die früheren Bestimmungsmethoden des Übersetzungsverhältnisses bei Genauigkeitsansprüchen bis zu $1\,^1/_4\,^0/_{00}$ als brauchbar erwiesen.



Die bei diesen Untersuchungen gewonnenen reichen Erfahrungen in der Messung und in der durch geeignete Dichtungsmaßnahmen möglichen Erhaltung hoher Drucke konnte er einige Jahre später bei einer von Röntgen veranlaßten Prüfung der interessanten Frage anwenden, welchen Einfluß der hydrostatische Druck auf die Stellung der Metalle in der thermo-elektrischen Spannungsreihe ausübt (3). Des Coudres hatte 1891 bei Quecksilber diese Frage zu beantworten gesucht und dabei unter Verwendung von Drucken bis zu 2 Atm. festgestellt, daß durch eine Temperaturdifferenz von einem Grad der beiden Berührungsstellen des Quecksilbers ohne Druck mit dem Quecksilber unter Druck von 1 Atm. eine Thermokraft von $2{,}09 \cdot 10^{-10}$ Volt entsteht. Agricola hatte dieses Resultat unter Verwendung von Drucken bis zu 100 Atm. bestätigt und die Untersuchung auf einige Amalgame ausgedehnt. Nun untersuchte Wagner den Druckeinfluß an 15 reinen Metallen und an Manganin und Konstantan unter Verwendung von Drucken bis 3000 Atm. — und konnte zeigen, daß die meisten Metalle durch den Druck eine Verschiebung in der thermoelektrischen Spannungsreihe nach Antimon erfahren. Die Kleinheit des Effektes — nur bei *Bi* und *Hg* ist der Druckeinfluß erheblich — erforderte größte Sorgfalt der Messung und eingehende Diskussion der Fehlermöglichkeiten. Wagner hat bei Besprechung der gewonnenen Resultate auch auf die Elektronentheorie der Metalle Bezug genommen, die ihn — man kann das auch aus einer anderen Arbeit (5) entnehmen — aufs lebhafteste interessierte und hat dabei auf die Schwierigkeiten, die Ergebnisse durch diese Theorie zu deuten, hingewiesen.

In den Jahren 1911—1913 hat sich Wagner mit Eigenschaften der Kanalstrahlen beschäftigt, die durch Messung des Dopplereffektes untersucht werden konnten. Zunächst legte er sich die Frage vor, ob die Abnahme

des Leuchtens der Kanalstrahlen mit zunehmender Entfernung von der Kathode mit einer Abnahme der Geschwindigkeit verbunden sei, was in der Abnahme der Größe des Dopplereffektes längs der Bahn sich äußern müßte (6). Überraschenderweise fand er dabei anfänglich eine Zunahme, konnte aber leicht zeigen, daß sie nur dicht hinter der Kathode auftritt, hervorgerufen durch eine Aluminiumstaubwolke (infolge Zerstäubens), die die langsamen Kanalstrahlteilchen zurückhielt, die schnellen durchließ. Außerhalb dieser Staubwolke war die Abnahme deutlich bemerkbar. Das Erlöschen der Lichtemission der Kanalstrahlen am Ende der Flugbahn wird danach nicht allein durch eine Verminderung der Zahl der Teilchen, sondern auch durch eine Verminderung der Geschwindigkeit der Teilchen bewirkt. — Wie diese Arbeit, zeigen auch die beiden anderen über Kanalstrahlen die Konsequenz seiner Schlüsse, das Streben nach Sicherheit der Erkenntnis und die gute Beobachtungsgabe. Die eine Untersuchung (7) unternahm er, weil ihm die bisherigen Nachweise der Reflexion der Kanalstrahlen nicht gegen jeden Einwand gesichert schienen. Von neuem, aber mit einer Anordnung, die der strengsten Kritik standhalten konnte, prüfte er, ob eine Reflexion wirklich bestehe, wie groß sie sei und ob es sich um eine regelmäßige oder diffuse Reflexion handle. Er ließ ein Kanalstrahlenbündel auf ein *Al* oder *Au*-Scheibchen fallen mit einem Schlitz, durch den er den ankommenden Kanalstrahlen entgegen in den Raum zwischen Kathode und Scheibchen sehen konnte. In einem in dieser Sehrichtung (ca. 135° gegen die Kanalstrahlrichtung) eingestellten Spektrographen großer Dispersion nahm er die Wasserstofflinie H_γ auf und fand auf den Spektrogrammen in der Tat als Beweis der Reflexion eine durch den Dopplereffekt hervorgerufene Linienverschiebung nach Rot. Die Ausmessung ergab bemerkenswerterweise für *Al*, *Au* und Glas annähernd ein gleich großes und zwar diffuses Reflexionsvermögen. — In der anderen Veröffentlichung (8) beschreibt er den Nachweis der von Stark vorhergesagten „Feldkanalstrahlen", ein Seitenstück zu den „Feldkathodenstrahlen".

In der späteren Zeit wandte sich Wagner dem Gebiet der Röntgenstrahlspektroskopie zu, angeregt durch die Arbeit von v. Laue über Beugung und Interferenz der Röntgenstrahlen mit Hilfe von Kristallen, eine Arbeit, die im Münchener Institut entstanden war und deren Entstehung er daher aus nächster Nähe mit erlebt hatte. Seiner ganzen Einstellung entsprechend, verfolgte er auch hier hauptsächlich solche Probleme, deren Lösung sorgfältigste Präzisionsarbeit erforderte, und seine Tätigkeit auf diesem Gebiet war so erfolgreich, daß W. L. Bragg in der 5. Auflage seines Buches „X-Rays and Crystal Structure" (1925) ihn als den bezeichnet, dem man unter den deutschen Forschern die größten experimentellen Fortschritte auf diesem Gebiet zu danken habe. Zunächst reizte es ihn sogleich nach der v. Laueschen Entdeckung, durch einen direkten Versuch experimentell eindeutig zu bestätigen, daß den verschiedenen Interferenzpunkten eines Laue-Photogramms verschiedene Wellenlängen zuzuordnen seien, die durch den Kristall aus dem Spektrum des von der Antikathode der benutzten Röhre ausgehenden Primärbündels herausgeblendet sind (10). Die Anordnung für diese Prüfung war die folgende. Ein von dem Kristall abgebeugtes Röntgenstrahlbündel wurde auf einen zweiten gleichen Kristall geworfen, der diesem sekundären Bündel gegenüber sich in derselben Lage befand, wie der erste gegenüber dem primären Bündel. Die Unterschiede in den Photogrammen der vom ersten und der vom zweiten Kristall reflektierten Strahlung erbrachten den sicheren Nachweis, daß das vom ersten Kristall ausgehende, einem Interferenzpunkt entsprechende Bündel in der Tat monochromatisch war und überdies nicht erst im Kristall erregt worden sein konnte, sondern im primären Bündel vorhanden sein mußte. Die Schwierigkeit des Versuchs lag damals hauptsächlich in der Schwäche der ausgeblendeten Strahlung, die die Verwendung von stundenlangen Expositionszeiten nötig machte. In Gemeinschaft mit

Glocker (10, 13) führte er die Untersuchung erfolgreich durch, die gleichzeitig aber unabhängig und in anderer Form auch von anderen Forschern in Angriff genommen worden war in der Erkenntnis der Wichtigkeit, die die Beantwortung dieser Frage für die Weiterentwicklung der Vorstellungen über das Wesen der Röntgenstrahlung hatte.

Mit großem Eifer und experimentellem Geschick unternahm er es dann, die Vermutung der Herren Bragg und Siegbahn zu prüfen, daß die im Bereich der kurzen Wellen auf Spektralaufnahmen von de Broglie erkennbaren kontinuierlichen Banden mit scharf nach langen Wellen hin begrenzten Kanten dem Silber und dem Brom der empfindlichen Schicht in der photographischen Platte zuzuschreiben seien, und seine Arbeit (11, 12, 15), die ihn zugleich auf einige wichtige Beziehungen zwischen Absorption und Emission führte, brachte die volle Bestätigung. Jetzt nach einem Jahrzehnt ungewöhnlich großer Fortschritte in der Erkenntnis der Gesetzmäßigkeiten von Röntgenspektren ist man leicht geneigt, die Schwierigkeiten zu unterschätzen, die der richtigen Problemstellung der damaligen Zeit entgegenstanden, in der man tastend diesen oder jenen Weg einschlug, um Gesetzmäßigkeiten aufzufinden. Nur die klassische Konsequenz und Systematik, deretwegen das Studium jener Arbeiten immer wieder lohnend und anregend ist, konnte sie überwinden und greifbare Fortschritte erzielen. Wenn durch die Absorption der Röntgenstrahlung im Brom und im Silber der photographischen Schicht eine neue Röntgenstrahlung ausgesandt wird, die die Schwärzung hervorruft, so muß — das war Wagners Überlegung, die ihn bei diesen Versuchen leitete — dieser Effekt auch bei irgendeinem anderen passenden Metall, das in der Schicht oder direkt auf der Schicht als dünne Folie aufgetragen ist, erkennbar werden. In vorzüglicher Weise ließ sich das mit Zinn nachweisen und es ergab sich dabei eine gute Übereinstimmung der Wellenlänge der Absorptionsbandkante und der Wellenlänge der von dem Zinn durch Kathoden- oder Röntgenstrahlen erregten Fluoreszenzstrahlung. Die sorgfältige Nachprüfung an verschiedenen Elementen ließ bald erkennen, daß in Wirklichkeit stets eine kleine Differenz in den Wellenlängen der Bandkante und der emittierten K-Strahlung bestand, eine Differenz, die Wagner begründetermaßen als „Stokesschen Sprung" bezeichnete. Er selbst gab bereits die richtige Deutung dafür, die die von Einstein gezogenen Folgerungen aus der Quantentheorie nahelegte: Es wird nicht nur die K-, sondern auch die L-Serie angeregt. Als Verhältnis der beiden Wellenlängen der Bandkante und der K-Strahlung fand Wagner Werte, die mit der Atomnummer ein wenig ansteigen [zwischen 1,11 für Eisen (Atom Nr. 26) und 1,19 für Wolfram (Nr. 74)]. Anschließend daran zeigte er, bzw. machte er wahrscheinlich, daß der komplizierten L-Strahlung, die sich in drei Erregungsgruppen zerlegen läßt, drei solche Bandkanten entsprechen, was durch Beobachtungen von de Broglie bestätigt wurde. Auch in diesen Fällen zeigte sich ein „Stokesscher Sprung", und als Verhältnis der Wellenlängen der Absorptionsbandkanten (A_1 und A_2) und der zugehörigen L-Strahlungen (λ_α und λ_β) ergaben sich die Werte 1,24 und 1,20. Es war damit erwiesen, daß die beiden Linien von verschiedenen Absorptionsvorgängen herrühren, und erkennbar, daß die L_γ-Strahlung stets mit L_α und L_δ stets mit L_β auftritt. Beachtlich war der Hinweis, daß die Absorptionsbandkanten infolge ihrer experimentell einfachen Gewinnung sehr gut zur chemischen Analyse von Stoffen verwandt werden können.

Bald nach Abschluß dieser Arbeiten erschienen (16) seine vergleichenden Raumgittermessungen an verschiedenen Steinsalz- und Sylvinstücken mit homogenen Röntgenstrahlen und seine exakten Wellenlängen-Bestimmungen, eine Untersuchung, in der er der wichtigen Frage nachging, welche Vorsichtsmaßregeln getroffen werden müssen, welche Fehlerquellen zu beachten sind, wenn die gewonnenen Wellenlängen einen hohen Grad von Genauigkeit besitzen sollen. Es ergab sich dabei, daß die Grenze der Genauigkeit bei der Messung

des Ablenkungswinkels φ bzw. von λ/d, wenn d die Gitterkonstante ist, durch die asymmetrische Unschärfe der Spektrallinien gesetzt wird, die sich als Folge ihrer Interferenzentstehung in einer endlichen Tiefe des Kristalls darstellt. Trotzdem war die Genauigkeit und infolgedessen die Reproduzierbarkeit der Resultate von Wellenlängenmessungen an verschiedenen Steinsalzstücken verhältnismäßig gut, der Fehler wohl innerhalb von $^1/_3{}^0/_{00}$ der gemessenen Größe gelegen. — In späterer Zeit hat er durch Frida Oberlies (33) auch die Gitterkonstanten von *KCl* und *KBr* sowie der aus ihnen gebildeten Mischkristalle feststellen lassen, wobei sich eine genaue Bestätigung des Additionsgesetzes von Vegard ergab.

Durch diese Arbeiten vorbereitet, behandelte er nun in einem umfangreichen, wertvollen Bericht über die Spektroskopie der Röntgenstrahlen (17) eingehend und systematisch die hauptsächlichsten Fehlerquellen bei Präzisionsmessungen, u. a. insbesondere die Täuschungen, die man befürchten muß, wenn man mit feststehendem Kristall Spektralaufnahmen machen will (vgl. a. 14). Noch heute kann allen denen, die sich auf dem Gebiet der Röntgenspektroskopie messend betätigen wollen, das Studium dieses Berichtes warm empfohlen werden — noch heute, trotzdem doch natürlich jetzt in viele Lehrbücher wesentliche Teile der Resultate aufgenommen sind.

In den nun folgenden Untersuchungen widmet sich Wagner der Frage nach der Beschaffenheit des kontinuierlichen Spektrums. Grenzwellenlänge, Gesamtintensität und Intensitätsverteilung möglichst genau festzulegen, war eine überaus wichtige Aufgabe, der sich bereits mehrere namhafte Forscher zugewandt hatten. Auch für das kontinuierliche Röntgenspektrum galt, wie zuerst Duane und Hunt gezeigt hatten, das Einsteinsche photoelektrische Gesetz, wonach $e \cdot V = h \cdot \nu_m$ ist, wenn in diesem Fall V die vom Elektron mit der Ladung e durchlaufene Spannungsdifferenz (Spannung der Röhre), ν_m die Maximalfrequenz der ausgelösten Röntgenstrahlung, h die Plancksche universelle Konstante bedeutet. Es sagte das aus, daß das kontinuierliche Spektrum bei einer sehr genau definierten kleinsten Wellenlänge aufhören muß, deren genaue Messung bei verschiedenen bekannten Spannungen eine neue Methode der Bestimmung von h darstellte. Wagner hat mit bewundernswerter Präzision diese Methode angewandt (18, 21—25) und mit ihr für h den Wert $6{,}53 \cdot 10^{-27}$ erg. sek. gewonnen. Als Wellenlängenbereich kam für ihn bei der ihm zur Verfügung stehenden Hochspannungsakkumulatorenbatterie von einer Spannung bis 10000 Volt 1,2—2,7 *AE* in Frage. Als Gitter benutzte er einen *KCl*-Kristall, so daß der Winkelbereich 11—25° betrug. Sowohl die Spannung war bei dieser Wahl trotz der noch immer vorhandenen Schwierigkeit der Spannungsmessung wie der Winkel doch mit größerer Genauigkeit bestimmbar, als in der Anordnung von Duane und Hunt, die sehr hohe Spannungen (bis 40000 Volt) und einen Winkelbereich von nur 3—5° (Kalkspat) benutzten. Erschwerend wirkte freilich, daß bei der geringen Spannung die Strahlungsintensität recht klein war. Ausführlich berichtet Wagner über alle Einzelheiten seiner Anordnung und seiner Messungen, um den Fachgenossen vollen Einblick in die mögliche und erreichte Genauigkeit der neuen h-Bestimmung zu geben, den man bei derartigen grundlegenden Messungen fordern muß, aber leider oft infolge von ungenügenden Angaben nicht gewinnen kann, worüber Wagner selbst klagt. Von Wichtigkeit war noch in Anbetracht der Impulsbreiten — Theorie von Wien und Sommerfeld, daß Wagner mit Sicherheit die völlige Unabhängigkeit der Maximalfrequenz von der Richtung der ausgestrahlten Röntgenstrahlung (dem Azimut zwischen Röntgen- und Kathodenstrahlung) nachweisen konnte. Die spektrale Intensitätsverteilung ergab sich dagegen vom Azimut ein wenig abhängig, derart, daß bei Emission in einem Winkel von 135° gegen den Kathodenstrahl das kurzwellige Spektralgebiet eine relativ schwächere Intensität zeigte als bei einer Emission in einem Winkel von 90° gegen ihn.

Auf Wagners Anregung unternahm Feder eine Neubestimmung von h nach dieser Methode und mit im wesentlichen denselben Hilfsmitteln aber erhöhter Genauigkeit der Messung von Winkel und Spannung und fand dabei für h $6{,}547 \cdot 10^{-27}$ erg. sek. (34).

Außer der Bestimmung der Grenzwellenlänge interessierte Wagner der wahre Intensitätsverlauf des kontinuierlichen Spektrums und seine Abhängigkeit von der Spannung und von dem Antikathodenmaterial. Den Verlauf mit der für die früheren Untersuchungen benutzten Anordnung zu bestimmen war nur möglich, wenn eine gesonderte Untersuchung Aufschluß gab 1. über das Reflexionsvermögen der benutzten Kristalle gegenüber der Röntgenstrahlung verschiedener Wellenlänge, 2. über die Absorption der Kathoden- und Röntgenstrahlung in der Antikathode und 3. über den Zusammenhang zwischen Ionisationswirkung und Strahlungsintensität bei verschiedener Wellenlänge, abgesehen davon, daß man die Absorptionen in Luft und im Aluminiumfenster der Röhre und die Einflüsse der Beschaffenheit der Ionisationskammer auf das Meßergebnis berücksichtigen mußte. Es verstand sich daher für Wagner von selbst, zunächst in diesen Fragen eine Klärung herbeizuführen, und so nahm er die Aufgabe in Angriff, die Intensität der Reflexion von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge an Kalkspat und Steinsalz zu bestimmen (23). Der unter 2. genannten Nebenuntersuchung widmete sich unter Wagners Leitung sein Schüler und Mitarbeiter Kulenkampff, der auch bei der ersteren Arbeit mitwirkte (24). Von einer Prüfung des unter 3. genannten Zusammenhangs wurde zunächst abgesehen, da man hier einen Parallelismus annehmen durfte, und mindestens eine Verschleierung von Gesetzmäßigkeiten zwischen Intensitätsverteilung und Spannung oder dergleichen viel weniger dadurch zu erwarten war als durch die zwei anderen Einflüsse. Die von den genannten Einflüssen befreiten Meßresultate, die sich bei der Intensitätsmessung der Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge und verschiedener Herkunft (Antikathodenmaterial) bei verschiedenen Rohrspannungen ergaben, und die wir diesen schönen Untersuchungen Wagners und Kulenkampffs verdanken, sind bekanntlich bemerkenswert einfach und lassen sich durch die Gleichung wiedergeben:

$$I_\nu = C\{Z(\nu_m - \nu) + bZ^2\}^2$$

wenn I_ν die Intensität der Frequenz ν, Z die Ordnungszahl des Antikathodenmaterials und b und C von Spannung und Ordnungszahl unabhängige Konstanten sind. Durch ν_m hängt I_ν mit der Spannung V zusammen, mit der sie also linear ansteigt. Auch für die Gesamtstrahlungsintensität J ergibt sich daraus eine einfache Abhängigkeit von der Spannung, wenn man darunter versteht: $J = \int_0^{\nu_m} I_\nu \, d\nu$ und annimmt, daß die Abhängigkeit des I_ν von ν bis zu längsten Wellen ($\nu = 0$) extrapoliert werden darf. Eine besonders sichere Stütze der Resultate brachte der Nachweis, daß sie unabhängig waren von der Wahl des reflektierenden Kristalls (Steinsalz oder Kalkspat), wenn das Reflexionsvermögen berücksichtigt wurde.

Was die Reflexionsmessungen selbst anbetrifft, deren Ergebnisse ja auch an sich von Interesse sind, so wurden sie von Wagner für die Wellenlängen 1,39, 1,54, 1,75 und 1,93 AE. (die *Cu*- bzw. *Fe*-*K*-Strahlung) durchgeführt. Die Methode war „die der einfachen und doppelten Reflexion", bei der die Intensität der *K*-Strahlung nach der Reflexion an einer Kristallfläche mit der an zwei Flächen mittels Ionisationsmessung verglichen wird. Auch hier wandte Wagner übrigens die Vorsichtsmaßregel der kontinuierlichen Drehung des Kristalls an, an dem die zweite Reflexion stattfand, was freilich den Aufbau noch weiter komplizierte. Es ergab sich dabei, daß der Reflexionskoeffizient von Kalkspat nahezu unabhängig von der Wellenlänge ist, während er bei Steinsalz mit wachsender Wellenlänge stark abnimmt. Wertvoll war, daß Wagner bei dieser Gelegenheit auch das Intensitätsverhältnis der in erster und in zweiter Ordnung an den Kristallen reflektierten Strahlen bestimmte, das die theoretisch zu erwartende

Größe zeigte. — Im Anschluß an diese Untersuchung hat später Nies (30) auf Veranlassung von Wagner durch Messung des Reflexionsvermögens von Kalkspat für Cu-K_α-Strahlung bei der Temperatur der flüssigen Luft auch die Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt.

Welchen starken Einfluß die Absorption der Kathoden- und Röntgenstrahlen im Antikathodenmaterial auf das direkte Resultat der Strahlungsmessung bei verschiedenen Wellenlängen ausübt, zeigte deutlich die Untersuchung von Kulenkampff (24). Schon in einem zusammenfassenden Bericht über das kontinuierliche Spektrum hatte Wagner (19) die Ansicht vertreten, daß die bereits früher beobachtete erhebliche Schwächung der Spektren von Fe bis Cu im Gebiet der Wellenlängen, die kleiner sind als die Wellenlänge der K-Absorptionskante, durch die selektiv verstärkte Absorption gerade dieser Wellenlängen in der Antikathode hervorgerufen sein müsse. Errechnet wurde die Größe des Einflusses von Kulenkampff aus dem Einfluß, den die Änderung des Austrittswinkels der Röntgenstrahlung aus der Antikathodenoberfläche bei festgehaltenem Winkel von 90° zwischen Kathoden- und Röntgenstrahl auf die Größe der Absorption ausübte. Bei den kleinen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten, die in der Arbeit benutzt wurden, war die Eindringungstiefe nur von der Größenordnung 10^{-5} — 10^{-6} cm, so daß die Unebenheiten der Oberfläche bzw. die Politur für die Absorption der Röntgenstrahlen eine erheblichere Rolle spielten als das Eindringen der Kathodenstrahlen, zumal der Absorptionskoeffizient für Röntgenstrahlen, auf die Dichte bezogen, ungefähr mit Z^3 wächst. Um so wichtiger war die experimentelle unmittelbare Bestimmung der Gesamtabsorption an der benutzten Antikathode selbst.

Auch Wagners letzte Arbeit (28, 29, 31, 32) stellt eine große und wertvolle, ausgesprochene Präzisionsarbeit dar, in der er mit Unterstützung der Herren Ott und Haas die Polarisation spektral zerlegter Röntgenstrahlen untersuchte. Sie knüpft an an den Nachweis von Barkla aus dem Jahre 1905, daß aus dem Röntgenrohr senkrecht zu den Kathodenstrahlen eine Röntgenstrahlung austritt, die teilweise polarisiert ist. Mit der durch die Laue'sche Entdeckung erweiterten Kenntnis und mit den modernen Hilfsmitteln ging Wagner der Abhängigkeit des Polarisationsgrades von verschiedenen Faktoren nach, wobei er besonderes Gewicht darauf legte, die Messungen in einem möglichst engen Spektralbereich des kontinuierlichen Spektrums ausführen zu können, um zu klareren Resultaten zu gelangen, als es Kirkpatrick durch Filterung der primären Strahlung mit Hilfe von Aluminiumblechen vermochte. Seine bereits 1926 angegebene Methode (28) bestand darin, daß er das Primärbündel auf die unter 45° dagegen geneigte Netzebene eines Kristalls fallen ließ, die einen kleinen einigermaßen monochromatischen Wellenbereich $\Delta\lambda$ aus dem kontinuierlichen Spektrum unter 90° zum Primärstrahl reflektierte und zwar, je nach ihrer Lage zum Kathodenstrahlbündel, einmal in der Ebene vom Kathoden- und Primärstrahl und dann in der dazu senkrechten Ebene. Dadurch, daß er bei verschieden hoher Spannung, also verschiedenem ν_m, wenn auch demselben λ, den Intensitätsunterschied der in den beiden Richtungen reflektierten Strahlen bestimmte, erhielt er darüber Aufschluß, ob auf die Größe des Polarisationsgrades (das Verhältnis der Reflexionsintensität senkrecht zu den Kathodenstrahlen zu der parallel zu ihnen) die Lage des Winkelbereiches $\Delta\lambda$ zur Grenzwellenlänge und zur Wellenlänge der Maximalintensität im kontinuierlichen Spektrum einen Einfluß habe, — und erhielt somit prinzipiell, wenn auch indirekt Aufschluß über die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Wellenlänge. In der Wahl der zu benutzenden Wellenlänge war er nicht ganz frei; er mußte einen Bereich nehmen, in dem keine Fluoreszenzlinien der verwendeten Antikathodenmetalle und eventuell darin enthaltener Verunreinigungen lagen. Mit der ihm von seinen früheren Untersuchungen her zur Verfügung stehenden Hochspannungsbatterie von ca. 11000 Volt erhielt er bei ca. 2 AE. einen

solchen Spektralbereich, der sich auch insofern als geeignet erwies, als er bei dieser Spannung in der Nähe des Intensitätsmaximums des Spektrums lag. Die Verwendungsmöglichkeit dieser Strahlung für die Untersuchung hing nun aber weiter davon ab, ob es ein Material gab mit geeignetem Netzebenenabstand, derart, daß bei der Stellung der Netzebenen unter 45° zum Primärstrahl eben gerade diese Wellenlänge reflektiert wurde. Im Steinsalz lag ein solches Material vor und die 100-Ebene reflektierte die 2 AE.-Strahlung in zweiter Ordnung in die Richtung von 90° gegen die Primärstrahlung. Sie tat es freilich mit so geringer Intensität, daß größte Empfindlichkeit der Meßanordnung nötig war und die Gefahr manchen Fehlereinflusses vorlag. Zur Messung der Intensität diente wie bei früheren Untersuchungen die Ionisationskammer. Als Resultat ergab sich bei verschiedenem Antikathodenmaterial der gleiche Polarisationsgrad 1,4 bei der höchsten benutzten Spannung und höhere Werte (bis 2,7) bei niedrigeren Röhrenspannungen, Werte die beschleunigt anstiegen bei Annäherung an die Minimalspannung.

Mit bewundernswerter Sorgfalt prüfte Wagner seine Apparatur auf mögliche Fehler und untersuchte genau die Einflüsse der unvermeidlichen Abweichungen der wahren Versuchsbedingungen von den vorausgesetzten. U. a. war insbesondere zu entscheiden, ob der Polarisationsgrad von dem gleichzeitigen Auftreten einer ungefähr gleich harten Eigenstrahlung des Antikathodenmaterials abhing. Die Beantwortung dieser Frage war deshalb von besonderer Wichtigkeit, weil die Eisen-*K*-Strahlung (1,9365 AE.) dem untersuchten Wellenbereich 1,952 bis 2,007 AE. sehr nahe lag und in den Antikathodenmaterialien Spuren von Eisen enthalten sein konnten. Ein besonderer Versuch mit einer Eisenantikathode ergab kein anderes Resultat in bezug auf die Polarisation als die Versuche mit *Pt*- und *Ag*-Antikathode, so daß ein Einfluß solcher ungefähr gleichharter Eigenstrahlung nicht angenommen werden konnte.

Eine wertvolle Ergänzung fand diese Arbeit in der von Wagner angeregten Untersuchung der Polarisation der charakteristischen Strahlung durch Haas (32) im Würzburger Institut. Mit Benutzung einer Eisen-Antikathode fand er mit einem der Wagnerschen Anordnung analogen Aufbau bei Röhrenspannungen zwischen 12,6 und 7,4 KV. keine Spur von Polarisation (die Anregungsgrenze der *Fe-K*-Strahlung ist 7,1 KV.).

Durch diese Arbeiten sind die wesentlichen Fragen, die sich auf die Polarisation der Röntgenstrahlen beziehen, beantwortet mit einer Sorgfalt und Exaktheit, daß ein Zweifel an ihre Richtigkeit nicht aufkommen kann. So hat sich Wagner auch in seiner letzten Arbeit wie in den übrigen, als ein Forscher erwiesen, wie ihn sein großer, von ihm überaus verehrter, aber auch ihm zugetaner Lehrer Röntgen aus jedem seiner Schüler zu erziehen bestrebt gewesen ist.

Literaturnachweis.

1) E. Wagner, Metallmanometer als Hochdruckpräzisionsmesser, geprüft mit dem Amagatschen Manometer. Ann. **15**, 906, 1904. (Diss. München 1903.)

2) E. Wagner, Notiz über eine stroboskopische Erscheinung an schwingenden Stimmgabeln. Ann. **21**, 574, 1906.

3) E. Wagner, Über den Einfluß des hydrostatischen Druckes auf die Stellung der Metalle in der thermoelektrischen Spannungsreihe. Ann. **27**, 955, 1908.

4) P. P. Koch u. E. Wagner, Über absolute Messung hoher Drucke mit dem Amagatschen Manometer. Ann. **31**, 31, 1910.

5) E. Wagner, Über gesetzmäßige Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit der Metalle beim Schmelzen. Ann. **33**, 1484, 1910.

6) E. Wagner, Über Änderungen des Dopplereffekts von Wasserstoffkanalstrahlen längs ihrer Flugbahn. Physik. Zeitschr. **13**, 257, 1912.

7) E. Wagner, Über die Reflexion von Wasserstoffkanalstrahlen. Ann. **41**, 209, 1913.

8) E. Wagner u. J. Kutschewski, Über „Feldkanalstrahlen". Ann. **42**, 665, 1913.

9) E. Wagner, Zur Demonstration der Polarisation der Röntgenstrahlen. Physik. Zeitschr. **14**, 787, 1913.

10) E. Wagner, Experimenteller Beitrag zur Interferenz der Röntgenstrahlen, nach Versuchen, gemeinsam mit R. Glocker. Physik. Zeitschr. **14**, 1232, 1913.

11) E. Wagner, Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen, nach Versuchen, gemeinsam mit Joh. Brentano. Münch. Ber. 1914, S. 329.

12) E. Wagner, Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen I. Ann. **46**, 868, 1915.

13) R. Glocker, Interferenz der Röntgenstrahlen und Kristallstruktur. Ann. **47**, 377, 1915.

14) E. Wagner, Das Röntgenspektrum des Platins. Physik. Zeitschr. **16**, 30, 1915.

15) E. Wagner, Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen II. Münch. Ber. 1916, S. 31.

16) E. Wagner, Über vergleichende Raumgittermessungen an Steinsalz und Sylvin mittels homogener Röntgenstrahlen und über deren exakte Wellenlängenbestimmung. Ann. **49**, 625, 1916.

17) E. Wagner, Über Röntgenspektroskopie. Zusammenfassender Bericht. Physik. Zeitschr. **18**, 405, 432, 461 u. 488, 1917.

18) E. Wagner, Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen. Über die Messung der Planckschen Quantenkonstante h aus dem zur Erzeugung homogener Bremsstrahlung notwendigen Minimumpotential. Ann. **57**, 401, 1918.

19) E. Wagner, Bericht über das kontinuierliche Röntgenspektrum. Jahrb. d. Rad. u. El. **16**, 190, 1920.

20) E. Wagner, Über die Grundlagen der Röntgenspektroskopie. Naturw. **8**, 973, 1920.

21) E. Wagner, Atombau und Röntgenspektra. Zeitschr. f. Elch. **26**, 260, 1920.

22) E. Wagner, Über Spektraluntersuchungen an Röntgenstrahlen. Physik. Zeitschr. **21**, 621, 1920.

23) E. Wagner und H. Kulenkampff, Die Intensität der Reflexion von Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlänge an Kalkspat und Steinsalz. Ann. **68**, 369, 1922.

24) H. Kulenkampff, Über das kontinuierliche Röntgenspektrum. Ann. **69**, 548, 1922.

25) E. Wagner u. H. Kulenkampff, Das kontinuierliche Röntgenspektrum. Physik. Zeitschr. **23**, 503, 1922.

26) E. Wagner, Zur Umkehrung der Natriumlinie. Zeitschr. f. phys. Unterr. **37**, 190, 1924.

27) E. Wagner, Zur Deutung des Comptoneffektes. Sitz-Ber. phys. und med. Ges. Würzburg **50**, 8, 1925.

28) E. Wagner, Versuche über die Polarisation spektral zerlegter Röntgenstrahlen. Sitz.-Ber. phys.-med. Ges. Würzburg **51**, 1, 1926.

29) E. Wagner u. P. Ott, Weitere Versuche über die Polarisation spektral zerlegter Röntgenstrahlen. Sitz.-Ber. phys.-med. Ges. Würzburg **51**, 65, 1926.

30) E. Nies, Über den Einfluß tiefer Temperatur auf die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kalkspat. Ann. **79**, 673, 1926.

31) E. Wagner u. P. Ott, Versuche über die Polarisation spektral zerlegter Röntgenstrahlen. Ann. **85**, 425, 1928.

32) H. Haas, Über die Polarisation der Eisen-K_α-Strahlung. Ann. **85**, 470, 1928.

33) F. Oberlies, Bestimmung der Gitterkonstanten an der Mischkristallreihe KCl—KBr. Ann. **87**, 238, 1928.

34) H. Feder, Beitrag zur h-Bestimmung. Ann. **1**, 497, 1929.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die experimentelle Prüfung des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten.

Von Adolf Demski.

A. Einleitung und Rückblick auf die bereits über das gleiche Thema veröffentlichten Arbeiten.

In den letzten Jahren ist wiederholt untersucht worden, ob die Geschwindigkeitsverteilung der aus einer glühenden Kathode austretenden Elektronen dem Maxwellschen Gesetz gehorcht. Einige Forscher haben die Gültigkeit bestätigt, einige nicht. Wenn es auch vom theoretischen Standpunkt aus wahrscheinlich ist, daß das Maxwellsche Gesetz gilt, so sind auch Abweichungen denkbar, weil es sich bei der Elektronenemission nicht um Gleichgewichte, sondern um Strömungen handelt.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist nicht nur die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes erneut zu prüfen, sondern namentlich die Fehlerquellen der bisherigen Messungen festzustellen.

Es wird — wie vorausgenommen werden mag — die Gültigkeit des Gesetzes für alle Glühkathoden bestätigt werden. In diesem Fall bietet dann die elektrische Messung der Geschwindigkeitsverteilung, wie gleich gezeigt werden soll, eine bequeme Methode der Temperaturbestimmung.

Die Methode der Temperaturbestimmung.

Die Elektronen verlassen — wie angenommen werden soll — den Glühdraht mit einer Temperaturgeschwindigkeit, die nach dem Maxwellschen Gesetz verteilt ist. Liegt nun an der Anode ein gegen den Glühdraht negatives Potential (Fig. 1), so gelangen alle die Elektronen auf die Anode, für die $\frac{m v_r^2}{2} \geq \varepsilon\varphi$ ist; es kommt ein Strom J_a zustande, der mit wachsenden Gegenspannungen φ entsprechend dem Maxwellschen Gesetz abnimmt. Da das Maxwellsche Gesetz:

$$\Delta N = C e^{-\frac{m}{2KT}(\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z}^2)} \Delta\dot{x}\Delta\dot{y}\Delta\dot{z} \quad T_{\text{abs.}}$$

enthält, so wird die J_a-φ-Kurve auch von T abhängen. Führt man auf diese Grundlagen die Berechnung des Elektronenstroms in Abhängigkeit von φ und T für den einfachen ebenen Fall durch (Glühblech gegenüber planparalleler Anode), so erhält man:

$$J = J_s e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}. \qquad (1)$$

J_s = Sättigungsstrom,
ε = Elektronenladung gleich $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ elst. c. g. s.
K = Boltzmannsche Konstante gleich $1{,}36 \cdot 10^{-16}$ erg/oC.

Mißt man J und φ, so kann man aus Gl. (1) umgekehrt die Temperatur T berechnen. Nach Logarithmieren und Differenzieren von Gl. (1) erhält man

$$T_e = \frac{-\varepsilon}{K} \cdot \frac{d\varphi}{d \ln J}. \qquad (2)$$

Die Temperatur T_e sei mit „elektrisch gemessener Temperatur" bezeichnet. Für die zylindrische Anordnung gelten genau dieselben Überlegungen, die aber zu einer etwas komplizierteren Formel führen. Um die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes zu prüfen, ist zu untersuchen, ob $d\varphi/d \ln J$ konstant ist und ob die elektrisch gemessene Temperatur T_e, mit der nach anderen Methoden gemessenen Temperatur T übereinstimmt.

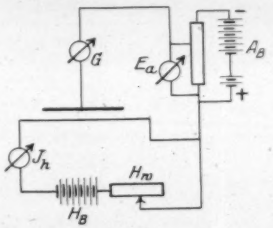


Fig. 1.

Das Ergebnis der bisher über dieses Thema veröffentlichten Arbeiten ist folgendes: Schottky[1]) hat die elektrischen Temperaturen für Wolfram 10 bis 30 Proz. zu hoch gefunden. Um den Einfluß des elektrischen und magnetischen Feldes des Heizstromes auf die Elektronen zu beseitigen, ist hier mit einem mechanischen Umschalter gearbeitet worden. L. H. Germer[2]) fand mit einem 500periodischen Wechselstromunterbrecher richtige Werte für T_e bei Wolfram. Weshalb mit einem elektrischen Unterbrecher gearbeitet worden ist und nicht mit einem mechanischen, ist in der Arbeit nicht erwähnt. Bemerkenswert aus dieser Arbeit ist noch die Konstruktion der Versuchsröhre (Fig. 2). Außer der Meßanode M befindet sich um den Glühdraht G noch die Schutzanode S. Das Mittelstück der Schutzanode besteht aus dünnen Nickeldrähten

1) Schottky, Ann. d. Phys. 44, 1914.
2) L. H. Germer, Phys. Rev. 1925, Bd. 25.

parallel zum Faden. Die Schutzanode S soll verhindern, daß Photoelektronen aus der Meßanode M austreten. Wegen des positiveren Potentials des Heizfadens gegen die Anode, würden diese Elektronen dem Anodenstrom entgegenfliegen und dessen Wert fälschen. In derselben Arbeit[2]) ist auch erwähnt, daß Dr. C. Davisson die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes gefunden hat für Elektronen, die aus einem mit Barium- oder Strontiumoxyd bedeckten Platinfaden austreten. Rothe[3]), der die Messungen an handelsüblichen Oxydröhren mit einem mechanischen Unterbrecher ausführte, fand für T_e zu hohe Werte. Für das Verhältnis T_e/T_w[4]) ergab sich der Faktor 1,5 ÷ 2,2. Der exponentielle Charakter des Anodenstroms Gl. (1) wurde

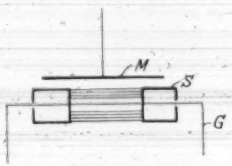


Fig. 2.

aber trotzdem bestätigt. Hiernach wäre also die mittlere Temperaturgeschwindigkeit der Elektronen eine wesentlich höhere als die nach dem Maxwellschen Gesetz sein soll. In einer weiteren, von F. Detels[5]) veröffentlichten Arbeit sind ohne Unterbrecher für Wolfram und Oxyd die elektrischen Temperaturen 10—20 Proz. höher gefunden worden, als die aus dem Widerstand bestimmten.

Die widersprechenden Resultate der bisher veröffentlichten Arbeiten bedürfen noch der Aufklärung, und zwar bestehen folgende Fragen:

Wenn man von der naheliegenden Annahme ausgeht, daß das Maxwellsche Gesetz richtig ist,

1. Weshalb gibt der mechanische Unterbrecher falsche Temperaturen?

2. Weshalb gibt der elektrische Unterbrecher richtige Temperaturen?

3. Wie sind die Abweichungen der ohne Unterbrecher gemessenen Temperaturen zu erklären?

4. Neu hinzu tritt die Frage, ob die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes vom Grad der Formierung[4]) abhängt?

5. Welche Bedingungen sind schließlich für eine gute Temperaturmessung erforderlich?

3) Rothe, Zeitschr. f. Phys. **36**, 1926.

4) T_w heißt, die Kontrolltemperatur ist aus dem Widerstand bestimmt.

5) F. Detels, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **30**.

Die aufgefundenen Fehler der früheren Messungen sollen in der Weise demonstriert werden, daß durch einfache Änderungen der Schaltung an derselben Röhre die aufgefundenen Fehlerquellen ein- und ausgeschaltet werden können, und dadurch erst die früheren falschen Resultate reproduziert und dann die richtige Messung vorgeführt werden kann.

Bevor zur Beschreibung der verschiedenen Meßanordnungen und der Diskussion ihrer Ergebnisse übergegangen wird, soll erst ein kurzer Überblick über die Theorie (B) und den Einfluß der Fehlerquellen (C) gegeben werden.

B. Theoretischer Überblick.

Unter der Annahme, daß die den Glühfaden verlassenen Elektronen dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz gehorchen, hat Schottky[1]) für den Emissionsstrom die Formel abgeleitet:

$$J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{n}\, e^{-n}, \quad \text{wo } n = \frac{\varepsilon\varphi}{KT} \qquad (3)$$

Durch Logarithmieren und Differenzieren dieser Formel erhält man

$$\left.\begin{aligned} \ln J/J_s &= -\frac{\varepsilon\varphi}{KT} + \frac{1}{2}\ln\frac{\varepsilon\varphi}{KT} + C \\ \text{und} \quad \frac{d\ln J}{d\varphi} &= -\frac{\varepsilon}{KT} + \frac{1}{2\varphi}. \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

$\frac{\varepsilon}{K}$ hat den Wert: $\frac{4{,}77\cdot 10^{-10}}{1{,}36\cdot 10^{-16}\cdot 300} = \frac{1}{8{,}6}\cdot 10^{5°}\,\mathrm{C/Volt}.$

Bei Oxydfäden, wo T etwa 1000°, ist $\frac{\varepsilon}{KT}$ etwa 12. Wenn also $\varphi \geq 1$ Volt ist, so kann $\frac{1}{2\varphi}$ in Gl. (4) vernachlässigt werden. Trägt man dann Gl. (4) $\ln J$ als Ordinate und φ als Abszisse ein, so ergibt sich eine Gerade mit der Neigung $\frac{-\varphi}{KT}$. Für T_e folgt dann die alte Gl. (2)

$$T_e = \frac{-\varphi}{KT} \cdot \frac{d\varphi}{d\ln J},$$

die somit näherungsweise auch für zylindrische Anordnungen gilt.

Der Fehler dieser Vereinfachung beträgt bei Oxydfäden, wo T etwa 1000° und $\varphi = 1$ Volt ist, gut 4 Proz. Ebenso groß ist der Fehler bei Wolfram, wo T etwa 2000° und $\varphi = 2 - 3$ Volt.

Für die Temperaturbestimmung nach Gl. (2) ist erforderlich, daß das Anodenpotential das negativste ist, gegen das die Elektronen anlaufen müssen, und das sich nicht infolge der Raumladung das Potentialminimum zwischen Anode

und Heizfaden befindet. Zu diesem Zwecke haben H. G. Möller und F. Detels[6]) den Potentialverlauf zwischen Glühfaden und Anode und das Potentialminimum berechnet. Für die

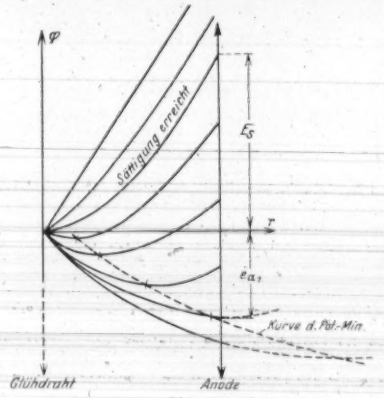


Fig. 3.

verschiedenen Anodenspannungen e_a wurde der in Fig. 3 dargestellte Potentialverlauf gefunden. Mit abnehmender Anodenspannung rückt das Potentialminimum immer weiter auf die Anode zu. Bei einer Grenzspannung e_{a_1} erreicht es die Anode, bis $|e_a| > |e_{a_1}|$ fällt es in die analytische Fortsetzung der Kurve über die Anode hinaus. Bleibt man also bei Gegenspannungen, die kleiner e_{a_1} (Absolutwert größer!), so ist es richtig, die

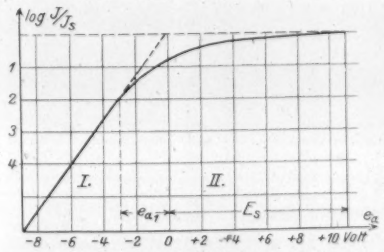


Fig. 4.

Anodenspannung e_a für φ in Gl. (2) bzw. (4) einzusetzen. Bis zur Anodenspannung e_a wird die $\ln J$-e_a-Kurve geradlinig (Abschnitt I, Fig. 4). Wird aber $e_a > e_{a_1}$, ($|e_a| < |e_{a_1}|$), so steigt e_a rascher wie das Minimumpotential φ_{min}. Die $\ln J$-e_a-Kurve steigt also langsamer an, sie krümmt sich nach unten (Fig. 4, Abschnitt II).

6) H. G. Möller und F. Detels, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **27**, Heft 3.

Entnimmt man dem Kurvenstück II $\frac{d\varphi}{d \ln J}$, so wird dieser Wert und mit ihm die elektrisch gemessene Temperatur zu hoch. Für die Konstruktion der Röhren folgt hieraus, daß Röhren mit engem Anodenradius bei hohem T bessere Werte geben. Für den „Grenzanodenstrom", der dem Gegenpotential e_{a_1} entspricht, berechneten H. G. Möller und F. Detels[6]) die Formel

$$J_m = \frac{T^{3/2}}{r_a \left[\ln \frac{r_a}{r_d}\right]^2 \left[\frac{\pi}{2 \cdot 2{,}6 \cdot 10^5}\right]^2}. \qquad (5)$$

Für eine Röhre mit einer Anodenlänge $l = 2$ cm, einem Anodenradius $r_a = 0{,}3$ cm und einem Glühdrahtradius $r_d = 0{,}04$ erhält man mit $T = 2000^0$ aus Gl. (5) den Wert $J_m = 1{,}9 \cdot 10^{-6}$ Ampere. Die brauchbaren Meßströme sind also sehr klein. H. G. Möller und F. Detels[6]) fanden experimentell für J_m noch etwas kleinere Werte als die mit der Formel (5) berechneten.

(Schottky[1]) schließt mit 2 Näherungen den Wert e_{a_1} in zwei Grenzen Ω_1 und Ω_2 ein.)

C. Die Untersuchungen der Fehlerquellen, die theoretisch die Ursache von Abweichungen sein können.

a) Der Einfluß des Spannungsabfalles.

Der Spannungsabfall über dem Heizdraht verursacht zweierlei:

Einmal muß in der Schottkyschen Formel $J = J_s \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{n}\, e^{-n}$ für jedes Fadenelement dx ein anderes φ eingesetzt werden, und zwar ist für φ, $\varphi_0 + e_h \cdot \frac{x}{l}$ einzusetzen, wenn φ_0 die Spannung des positiven Endes des Glühfadens ist. e_h, $-x$, $-l$ die Bedeutung der Beziehungen zeigt Fig. 5. Diese einfache Beziehung gilt nur unter der Annahme, daß die Temperatur des Fadenstücks unter der Anode konstant ist. Bei nicht konstanter

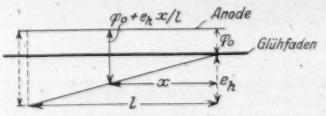


Fig. 5.

Fadentemperatur ist der stark temperaturabhängige Fadenwiderstand ebenfalls inkonstant.

Andererseits wird durch den Spannungsabfall über dem Glühdraht das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode aus seiner radialen Richtung abgelenkt (s. Fig. 6). Für stark negative Felder wo das Anodenpotential absolut genommen groß gegen den Spannungsabfall im Heizfaden ist, sind die Kraftlinien praktisch radial. Für geringe Werte e_a werden sie immer schräger. Diese

Schrägung soll vorläufig, ebenso wie das später zu betrachtende Magnetfeld des Heizstromes, vernachlässigt werden. Wenn wir mit der vereinfachten Schottkyschen Formel $J = J_s \cdot e^{-\frac{\varepsilon \varphi}{KT}}$

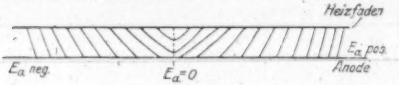


Fig. 6.

rechnen, erhalten wir, wenn i_s den Sättigungsstrom pro Längeneinheit bedeutet: (also $i_s = J_s/l$).

$$J = \int_0^l \frac{J_s}{l} \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{KT}\left(\varphi_0 + e_h \frac{x}{l}\right)} \cdot \frac{dx}{l},$$

dieses Integral läßt sich lösen:

$$J = J_s \cdot e^{-\frac{\varepsilon \varphi_0}{KT}} \int_0^l e^{-\frac{\varepsilon}{KT} \cdot e_h \cdot \frac{x}{l}} \cdot \frac{dx}{l},$$

substituiert man $\frac{\varepsilon}{KT} \cdot e_h \cdot \frac{x}{l} = y$, so ist:

$$J = J_s e^{-\frac{\varepsilon \varphi_0}{KT}} \int_0^{\frac{\varepsilon e_h}{KT}} e^{-y}\, dy \cdot \frac{KT}{\varepsilon \cdot e_h},$$

das ist gleich

$$J_s \cdot e^{-\frac{\varepsilon \varphi_0}{KT}} \cdot \frac{\left(1 - e^{-\frac{\varepsilon \cdot e_h}{KT}}\right) \cdot \frac{KT}{\varepsilon \cdot e_h}}{A} \qquad (6)$$

Der Faktor A ist kleiner als 1.

Logarithmiert man Gl. (6), so erhält man

$$\ln \frac{J}{J_s} = \frac{\varepsilon \varphi_0}{KT} + \ln A,$$

also eine Gerade mit derselben Neigung, wie man ohne Spannungsabfall erhalten würde, aber parallel nach unten verschoben ($\ln A$ ist negativ). Für die Temperaturbestimmung ist hier der Spannungsabfall belanglos.

Nimmt man aber die genauere Schottkysche Formel

$$J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon \varphi}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon \varphi}{KT}},$$

so ist das Integral

$$J = \int_0^l i_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon}{KT}\left(\varphi_0 + e_h \frac{x}{l}\right)} \sqrt{\varphi_0 + e_h \frac{x}{l}}\, dx$$

nicht geschlossen zu lösen. Auch eine Reihenentwicklung ist nicht möglich, da der Spannungsabfall e_h, nach dem man entwickeln könnte, von derselben Größe wie das Anodenpotential φ ist. Um einen Einblick zu gewinnen, soll ein Zahlenbeispiel gerechnet werden. Wir nehmen für die Gegenspannung der Anode gegen das negative Fadenende die Werte

$$\varphi_0 = 2{,}0;\ 2{,}2;\ 2{,}4;\ \ldots 4{,}0 \text{ Volt},$$

für e_h 2 Volt und zerlegen den Faden in 10 Abschnitte à 0,2 cm Länge mit einem Spannungsabfall von je 0,2 Volt. Innerhalb eines Abschnitts wird die Spannung als konstant angenommen. Für den $q$ten Abschnitt erhält man für φ

$$\varphi_q = \varphi_0 + (q - 1)\frac{e_h}{n};\ \text{z. B. ist für } q = 6,$$

$$\varphi_0 = 2{,}4 \text{ Volt},$$

$$\varphi_q = 2{,}4 + (6 - 1)\frac{2}{10} = 3{,}4 \text{ Volt}.$$

Aus dem Integrale

$$J = i_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{KT}} \int_0^l e^{-\frac{\varepsilon}{KT}\left(\varphi_0 + e_h \frac{x}{l}\right)} \sqrt{\varphi_0 + e_h \frac{x}{l}}\, dx$$

wird dann die Summe

$$J = i_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{KT}} \sum_{q=0}^{q=9} e^{-\frac{\varepsilon \varphi_q}{KT}} \sqrt{\varphi_q}\, 0{,}2.$$

Für $T = 2000^0$ abs. erhält man die Werte der folgenden Tabelle:

Anodenspannung φ_0	$J_1 \cdot K_1$	$J_2 \cdot K_2$	$\lg (J_1 K_1)$	$\lg (J_2 K_2)$
2,0	$2{,}1025 \cdot 10^{-5}$	$1{,}514 \cdot 10^{-5}$	$0{,}32 - 5$	$0{,}18 - 5$
2,2	$0{,}5885 \cdot 10^{-5}$	$0{,}398 \cdot 10^{-5}$	$0{,}77 - 6$	$0{,}60 - 6$
2,4	$0{,}19045 \cdot 10^{-5}$	$0{,}1298 \cdot 10^{-5}$	$0{,}28 - 6$	$0{,}11 - 6$
2,6	$0{,}06155 \cdot 10^{-5}$	$0{,}04168 \cdot 10^{-5}$	$0{,}79 - 7$	$0{,}62 - 7$
2,8	$0{,}01987 \cdot 10^{-5}$	$0{,}01349 \cdot 10^{-5}$	$0{,}30 - 7$	$0{,}13 - 7$
3,0	$0{,}00638 \cdot 10^{-5}$	$0{,}004365 \cdot 10^{-5}$	$0{,}805 - 8$	$0{,}64 - 8$
3,2	$0{,}00202 \cdot 10^{-5}$	$0{,}001413 \cdot 10^{-5}$	$0{,}305 - 8$	$0{,}15 - 8$
3,4	$0{,}00061 \cdot 10^{-5}$	$0{,}000457 \cdot 10^{-5}$	$0{,}79 - 9$	$0{,}66 - 9$
3,6	$0{,}00015 \cdot 10^{-5}$	$0{,}0001479 \cdot 10^{-5}$	$0{,}176 - 9$	$0{,}17 - 9$
3,8	—	$0{,}00004677 \cdot 10^{-5}$	—	$0{,}67 - 10$

Darin bedeutet:
J_s den Strom, der mit der Schottkyschen Formel

$$J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{KT}} e^{-\frac{\varepsilon \varphi_0}{KT}} \sqrt{\varphi_0}$$

berechnet ist,

$$K_2 = \frac{\sqrt{\pi KT}}{J_s 2 \sqrt{\varepsilon}},$$

$$J_1 = \frac{1}{K_1} \sum_{q=0}^{9} e^{-\frac{\varepsilon \varphi_q}{KT}} \sqrt{\varphi_q},$$

$$K_1 = \frac{\sqrt{\pi KT}}{i_s 2 \cdot 2 \cdot \sqrt{\varepsilon}}.$$

Die Werte der Tabelle sind in Fig. 7 eingezeichnet.

Für die Bestimmung der Temperatur aus $T_e = -\frac{e}{K} \frac{d\varphi}{d \ln J}$ kommt es nur auf die Neigung der Kurven an. Die eine Kurve in Fig. 7 ist

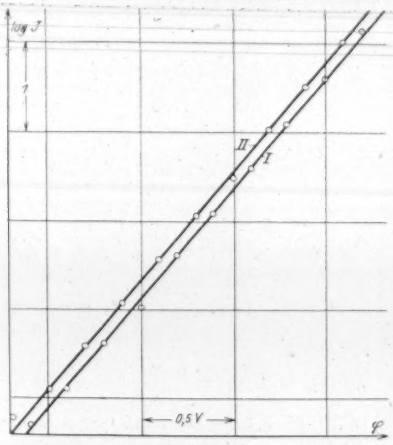


Fig. 7.

zum besseren Vergleich parallel mit sich selbst so weit verschoben, daß beide dicht zusammenliegen.

Es sei an dieser Stelle bsonders betont, daß bei allen folgenden gemessenen $\ln J$-φ-Kurven, ebenso wie in Fig. 7, nur relative Werte von $\ln J$ und φ aufgezeichnet sind. Auf den Koordinatenachsen befindet sich daher keine Volt- bzw. $\ln J$-Skala, sondern es sind nur die Längen, die $\ln J/J_1 = 1$ und $\varphi - \varphi_1 = 1$ entsprechen, aufgetragen.

Wir sehen aus Fig. 7, daß beide Kurven praktisch geradlinig sind und die gleiche Neigung haben. Die Abweichung der Kurven von der Geraden ist kleiner als die Streuung der Meßpunkte. Legt man durch die Meßpunkte eine Gerade, so hat sie die Neigung der Tangente an der Kurve

$$\lg J = \lg\left(J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{KT}} e^{-\frac{\varepsilon \varphi}{KT}} \sqrt{\varphi}\right)$$

in der Mitte des Meßbereiches. Ihre Neigung ist

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d \ln J}{d \varphi} = -\frac{\varepsilon}{KT} + \frac{1}{2\varphi}.$$

Diese Neigung weicht um $\frac{100 KT}{2\varepsilon}$ Proz. von $\frac{\varepsilon}{KT}$ ab. Berechnen wir also angenähert T aus

$$\frac{d \ln J}{d \varphi} = \frac{\varepsilon}{KT} \text{ anstatt aus } T = -\frac{e}{K} \frac{d\varphi}{d \ln J},$$

$$-\frac{\varepsilon}{K} \frac{1}{\frac{d \ln J}{d \varphi} + \frac{KT}{2\varepsilon\varphi}},$$

so erhalten wir $\frac{100 KT}{2\varepsilon\varphi}$ Proz. zu hohe Temperaturen. φ muß vom Kontaktpotential — Nullpunkt ausgerechnet werden. Bei den später zu beschreibenden Messungen am Wolfram ist T ca. 2500^0 $\varphi = 2{,}5$ Volt; bei den Messungen am Oxyd ist T ca. 1200^0, $\varphi = 1{,}2$ Volt; also in beiden Fällen

$$\frac{100 KT}{2\varepsilon\varphi} = \frac{100 \cdot 8{,}6 \cdot 10^{-5}}{2 \cdot 2{,}5} \frac{2{,}5 \cdot 10^{+3}}{} = 4{,}3 \text{ Proz.}$$

Wir können also speziell bei unseren Messungen immer mit der vereinfachten Formel

$$T_e = -\frac{\varepsilon}{K} \frac{d\varphi}{d \ln J}$$

rechnen, und müssen dann ca. 5 Proz. von der erhaltenen Temperatur abziehen.

Da die Neigung der Geraden für die Temperaturbestimmung charakteristisch ist, kann durch Vernachlässigung des Spannungsabfalles unter der Voraussetzung eines radialen Feldes, bei Nichtberücksichtigung des Magnetfeldes vom Heizstrom und konstanter Temperatur längs des Fadens, ein Fehler in der Temperaturbestimmung nicht entstehen.

Bemerkung: In der Schottkyschen Formel

$$\frac{J}{J_s} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\sqrt{n}\, e^{-n} - \int_{\sqrt{n}}^{\infty} e^{-x^2} dx\right]$$

wurde das zweite Glied gestrichen.

Es soll die Größe des hierdurch entstandenen Fehlers abgeschätzt werden. $n = \frac{\varepsilon\varphi}{KT}$ ist (s. S. 292) bei Wolfram und Oxyd ≈ 12. Der prozentische

Fehler ist dann

$$\frac{\int_{12}^{\infty} e^{-x^2} dx}{\int_{12}^{\infty} e^{-x^2}} .$$

zur Berechnung des Integrals benutzen wir die in Jahnke und Emde Funktionstafeln S. 31 angegebene Formel

$$\int_x^{\infty} e^{-x^2} dx = \frac{e^{-x^2}}{x}\left(1 - \frac{1}{2x^2} + \ldots\right) \approx \frac{e^{-x^2}}{x} .$$

Der prozentische Fehler ist dann

$$\frac{e^{-n}/\sqrt{n}}{\sqrt{n}\, e^{-n}} = \frac{1}{n} = \frac{1}{12} \approx 8 \text{ Proz.}$$

Für die Temperaturbestimmung macht dieser Fehler gar nichts aus.

Aus $\frac{J}{J_s} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-n} \left[\sqrt{n\left(1 - \frac{1}{n}\right)}\right]^{1}$ folgt,

$$\frac{d \ln J}{dn} = -1 + \frac{1}{2n} - \frac{n^2}{1 - \frac{1}{n}} ,$$

während ohne das zweite Integral $-1 + \frac{1}{2n}$ herauskommt. Der prozentische Fehler ist

$$\frac{\frac{1}{n(n-1)}}{1 - \frac{1}{2n}} = \frac{\frac{1}{12 \cdot 11}}{1 - \frac{1}{24}} = \frac{1}{12 \cdot 11} < 1 \text{ Proz.},$$

während durch Weglassung des Gliedes $\frac{1}{2n}$ der Fehler $\frac{\frac{1}{2n}}{1} = \frac{1}{2{,}4} \approx 4$ Proz. beträgt.

Die 4 Proz. sollen abgezogen, der letzte Fehler der kleiner als ein Prozent ist, aber vernachlässigt werden.

b) Der Einfluß der Temperaturverteilung.

Wenn man auch bei Wolfram die Temperatur des Fadens in der Anode durch Verlängerung des Drahtes praktisch gut konstant machen kann, so ist diese Bedingung bei Platin (Seele der Oxydfäden) wegen der guten Wärmeleitung nicht zu erfüllen. Daher muß der Einfluß der Temperaturverteilung als Fehlerquelle mit in Erwägung gezogen werden. In der Schottkyschen Formel

$$J = J_s e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}$$

ist bei Temperaturverteilungen für jedes Fadenelement dl ein anderes T zu setzen. Weiter ist auch die Abhängigkeit des Sättigungsstromes J_s als Funktion der Temperatur zu berücksichtigen. Es ist dann

$$J = 2 \int_0^{l/2} \cdot i_s(T) \cdot \frac{2}{\pi^{1/2}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} \cdot dx , \qquad (13)$$

wo also $T = T(x)$ und i_s wieder den Strom pro Zentimeter-Fadenlänge bedeutet. Für i_s ist nach der Richardsonschen Gleichung zu setzen

$$O \cdot A_0 \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\varepsilon\varphi_0}{KT}} . \qquad (14)$$

Darin bedeutet: O die Oberfläche des Fadens in cm², φ_0 die Austrittsarbeit in Volt = 0,99 — 1 Volt für Bariumoxyd nach Messungen von W. Espe[7]), A_0 eine Konstante (nach Dushman[8])). W. Espe[7]) konnte zwar die Konstanz von A_0 experimentell nicht bestätigen. Nach den Angaben dieses Autors ändert sich A_0 dann, wenn sich während der Messung die Oberflächenbeschaffenheit des Fadens ändert (als Grund gibt Espe zu hohe Temperaturen, zu hohe Anodenspannung an). In unseren Fällen würde man also bei nicht zu hohen Temperaturen, bei denen keine Oberflächenänderung statt hat, A_0 als Konstante betrachten können. Nach Gl. (14) ist dann

$$J = 2 \cdot O \cdot A_0 \cdot \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^{l/2} \sqrt{\frac{e\varphi}{KT}} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e}{KT}(\varphi + \varphi_0)} dx . \qquad (14a)$$

Setzt man angenähert

$$T = T_{\max} - \alpha x^2 = T_m \cdot (1 - \beta x^2) , \qquad (14b)$$

so ist

$$J = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot O \cdot A_0 \cdot \int_0^{l/2} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{K}}\, T_m^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon}{KT}(\varphi + \varphi_0)\frac{1}{1 - \beta x^2}} (1 - \beta x^2)^{3/2} dx \qquad (15)$$

ein Integral, das geschlossen nicht auszuwerten ist. Daher soll wieder mit einer Näherungsrechnung an einem Beispiel der Einfluß der Temperaturverteilung untersucht werden. Zu diesem Zweck wird das Integral Gl. (14a) wieder in eine Summe verwandelt. Für die Fadenelemente Δl sei T konstant angenommen. Dann ist

$$J = 2 \cdot O \cdot A_0 \cdot \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{K}} \sum_{i=1}^{i = n/2} e^{-\frac{\varepsilon}{KT}(\varphi + \varphi_0)} \sqrt{\varphi}\, T_i^{3/2} \Delta x , \text{ wo } \Delta x = \frac{l}{n} = C \sum_{i=1}^{i = n/2} e^{-\frac{\varepsilon}{KT}(\varphi + \varphi_0)} \sqrt{\varphi}\, T^{3/2} \Delta x . \qquad (16)$$

7) W. Espe, Mittlg. a. d. Wiss. Abt. d. Siemens-Schuckert-Werke G. m. b. H.
8) Dushman, Phys. Rev. **20**, 1922; **21**, 1923.

In Fig. 8 ist eine experimentell aufgenommene Temperaturverteilungskurve eines Platinfadens (schwarze Kreise) gezeichnet. Sie läßt sich durch die Formel $T = T_{max} - \alpha x^2$ darstellen. In unserem Beispiel erhalten wir, da die Maximal-

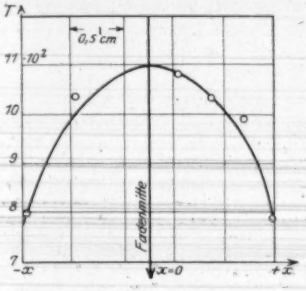


Fig. 8.

temperatur in der Fadenmitte $T_{max} = 1100^0$ ist, für α den Wert $150^0/cm^2$.

Die mit Gl. (16) mit den aus Fig. 8 entnommenen Temperaturen und für $\varphi = 1{,}6;\ 1{,}4;\ 1{,}2 \ldots 0{,}8;\ 0{,}6$ Volt berechneten Anodenströme sind logarithmiert und in Fig. 9 in Abhängigkeit von φ aufgetragen. Wenn ich nun aus dieser

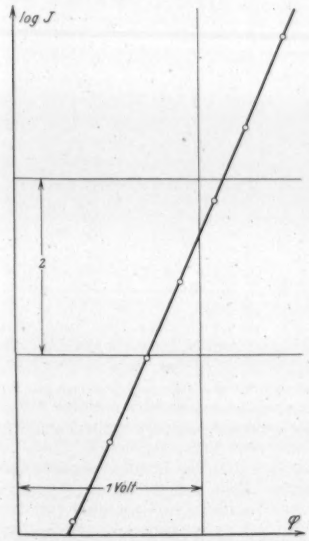


Fig. 9.

Kurve nach der Formel $J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} T$ berechne, das heißt so rechne, als ob T konstant wäre, bekomme ich 1100^0, also die Maximaltemperatur. Will man also die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes bei ungleichmäßiger Temperaturverteilung prüfen, so muß man die elektrisch gemessene Temperatur T_e mit der Maximaltemperatur T_{max} vergleichen.

Weil der Anodenstrom exponentiell mit der Temperatur ansteigt, ist es plausibel, daß man die Maximaltemperatur erhält; denn bei hohen Gegenspannungen liefern die Elektronen mit großer Geschwindigkeit allein den Strom.

c) Die Wirkung des elektrischen und magnetischen Feldes des Heizstromes auf die Elektronen beim Messen ohne Unterbrecher.

Es soll zunächst die Wirkung des Magnetfeldes allein betrachtet werden. Experimentell könnte man eine Kathode ohne Spannungsabfall aber mit Magnetfeld realisieren, wenn man in einer üblichen fremdgeheizten Kathode den Heizdraht nicht doppelt in Haarnadelform, sondern einfach durchzieht.

Die Bewegungsgleichungen für ein Elektron sind dann radial:

$$-\varepsilon \mathfrak{E}_r - \frac{\varepsilon \dot{x}\, 0{,}2\, J}{c \cdot r}\,\text{Amp.} = m \cdot \ddot{r} \quad (\mathfrak{E}_r \text{ ist negativ}) \tag{17}$$

drahtparallel:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{+\varepsilon \dot{r}\, 0{,}2\, J}{c \cdot r}\ \text{Amp.} = m \cdot \ddot{x} \\ &(x = \text{Richtung des Drahtes}). \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Gl. (18) integriert gibt:

$$\dot{x} = \dot{x}_0 + \frac{\varepsilon}{m} \frac{0{,}2\, J}{c} A \cdot \ln \frac{r}{r_0}, \tag{19}$$

$\dot{x}_0$ nimmt nach Maxwell-Verteilung positive und negative Werte an. Der J-Wert (Heizstrom) ist je nach Richtung positiv oder negativ, aber fest. $\dot{x}$ aus Gl. (19) in Gl. (17) eingesetzt, mit $\dot{r}$ multipliziert und integriert, ergibt

$$\left.\begin{aligned} &-\frac{\varepsilon}{m} \mathfrak{E}_r \cdot \dot{r} - \frac{\varepsilon}{m} \cdot \frac{0{,}2\, J}{c} \frac{\dot{r}}{r} \cdot \dot{x}_0 \\ &-\left(\frac{\varepsilon}{m} \frac{0{,}2\, J}{c}\right)^2 \ln \frac{r}{r_0} \cdot \frac{\dot{r}}{r} = r \cdot \ddot{r}, \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

$$\left.\begin{aligned} &-\frac{\varepsilon}{m} \Phi_r - \frac{\varepsilon}{m} \frac{0{,}2\, J}{c} \ln \frac{r}{r_0} \cdot \dot{x}_0 \\ &-\left(\frac{\varepsilon}{m} \frac{0{,}2\, J}{c}\right)^2 \cdot \frac{1}{2} \left(\ln \frac{r}{r_0}\right)^2 = \frac{\dot{r}^2}{2} - \frac{\dot{r}_0^2}{2}. \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

Umkehr der Elektronen findet statt, wenn $\dot{r} = 0$. Aus Gl. (21) folgt dann die Bedingung, daß die

Elektronen zur Anode kommen

$$\left.\begin{aligned}\frac{m\dot r_0^2}{2\varepsilon} \geq \Phi_r + \frac{\varepsilon}{2m}\left[\frac{0{,}2J}{c}(\ln r_a - \ln r_d)\right]^2 \\ + 0{,}2J\ln\frac{r_a}{r_d}\cdot\dot x_0 .\end{aligned}\right\} \quad (22)$$

Es kommen nämlich alle die Elektronen zur Anode, für die bei $r \leq r_a$ stets $\dot r \geq 0$ ist. Sind Anodenpotential Φ_r und der Strom J gegeben, so gibt Gl. (22) an, welche radiale Austrittsgeschwindigkeitskomponente $\dot r_0$ ein Elektron haben muß, wenn es bei gegebener drahtparalleler Austrittsgeschwindigkeitskomponente $\dot x_0$ noch zur Anode kommen soll. Das zweite Glied in Gl. (22) hat für festes J bei gegebenen r_a und r_d einen konstanten Wert. Ist $\left(\ln\frac{r_a}{r_d}\right)^2 = 10$, $J = 1$ Amp., so ist

$$\Phi_k = \frac{\varepsilon}{2m}\cdot\left(\frac{0{,}2J}{c}\ln\frac{r_a}{r_d}\right)^2 = \frac{5{,}3\cdot 10^{17}\cdot 0{,}04\cdot 10}{2\cdot 9\cdot 10^{20}} = \frac{10{,}6\cdot 10^{-4}}{9} = \frac{300\cdot 10{,}6\cdot 10^{-4}}{9} \text{ elst. c. g. s.} = 3{,}54\cdot 15^{-2}\text{ Volt}.$$

Φ_k ist also gegen Φ_r ($= 3$ Volt) zu vernachlässigen. Gl. (22) stellt eine Parabel dar, deren Parameter von Φ_r abhängt.

Je nach Richtung von $\dot x_0$ wird das Elektron vom Magnetfeld des Heizstromes auf die Anode

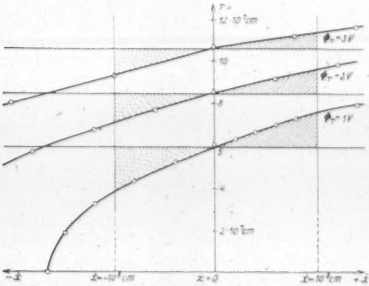


Fig. 10.

oder auf den Glühdraht gedrückt. Um diesen Einfluß auf den Anodenstrom einzusehen, sind in Fig. 10 die Parabeln

$$\dot r_0^2 = \frac{2\varepsilon}{m}\cdot\Phi_r + \frac{2\varepsilon}{m}\cdot\frac{0{,}2J}{c}\ln\frac{r_a}{r_d}\cdot\dot x_0 \text{ für } \Phi_r = 1;$$

2 und 3 Volt $J_k = 1$ Amp. und $\left[\ln\frac{r_a}{r_d}\right]^2 = 10$ gezeichnet.

Während nach Schottky alle diejenigen Elektronen zur Anode gelangen, deren Geschwindigkeit im $\dot r - \dot x$ Diagramm jenseits der horizontalen Geraden (Fig. 10) liegen, d. h. alle Elektronen, deren $\dot r \geq \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi}{m}}$ ist unabhängig von ihrem $\dot x$-Wert, gelangen bei Berücksichtigung des Magnetfeldes alle Elektronen zur Anode, deren $\dot r = \dot x$ außerhalb der Parabeln liegen. Die Elektronen, deren Anfangsgeschwindigkeiten zwischen $\dot r$ und $\dot r + d\dot r$ und $\dot x$, $\dot x + d\dot x$ liegen, liefern zum Strom einen Anteil

$$dJ = C\cdot e^{-\frac{m}{2KT}(\dot r^2+\dot x^2)}\,\dot r\,d\dot x\,d\dot r = F(\dot r\,\dot x)\,d\dot x\,d\dot r .$$

Dieses dJ stellt den Strom auf der Kathodenoberfläche dar. Liegen die $\dot x - \dot r$ Werte außerhalb der entsprechenden Parabeln, so kommt der Stromanteil darüber, gleichgültig, wie sich die Dichte der Elektronen unterwegs ändert. Um nun den Gesamtstrom zu erhalten, müßte man über dem Zeichenblatt (Fig. 10) $F(\dot r\,\dot x)$ errichten. Man erhält dann einen fast runden Berg mit der Spitze nahe im Nullpunkt. Von diesem Berg ist das Volumen außerhalb der Parabel abzuschneiden. Dieses abgeschnittene Volumen ist gleich dem Strom

$$J = C\iint\limits_{\text{außerh.}}\dot r\,e^{-\frac{m}{2KT}(\dot r^2+\dot x^2)}\,d\dot x\,d\dot r$$

genommen über die Fläche außerhalb der Parabeln. Um nun abschätzungsweise diese Stromwerte mit den Schottkyschen zu vergleichen, haben wir die von den horizontalen Geraden abgeschnittenen Volumina unseres Körpers mit den von den Parabeln abgeschnittenen zu vergleichen. Wesentlich ist nur das, was in kurzer Entfernung von der Bergspitze abgeschnitten wird, weil der Berg mit $e^{-(\dot x^2+\dot r^2)}$ abnimmt. Die von den Parabeln abgeschnittenen Volumen sind etwas größer (punktiert schraffierte Flächen > schraffierte), und zwar ist die Differenz um so größer, je kleiner $\dot r$ und $\dot x$ wird, d. h. die $\ln J$-φ-Kurve steigt steiler mit Magnetfeld als ohne Magnetfeld. Würde man mit Gl. (2) T_e berechnen, so wird T_e zu niedrig werden. Der Einfluß des Magnetfeldes erklärt also zu hohe elektrische Temperaturen nicht.

Hull[9]) hat eine gleiche Rechnung gemacht, bei der neben dem Magnetfeld auch gleichzeitig das elektrische Feld des Spannungsabfalles berücksichtigt worden ist. Bei der Integration der Bewegungsgleichungen ist dann das Glied mit dem elektrischen Feld fortgestrichen. Mathematisch ist es nicht zu begründen. Wohl ist der Wert des fortgelassenen Gliedes für große Anodenspannungen klein und daher die Vernachlässigung gerechtfertigt. In dem hier vorliegenden Falle aber, wo Anodenspannung und Spannungs-

9) Hull, Phys. Rev. **25**, 645, 1925.

abfall im Heizfaden von derselben Größenordnung sind, ist die Wirkung des elektrischen Feldes wohl zu berücksichtigen.

Wir haben bisher festgestellt, daß der Spannungsabfall auf die Temperaturmessung keinen Einfluß hat; das Magnetfeld erniedrigt die elektrische Temperatur höchstens etwas; die ungleichmäßige Temperaturverteilung ergibt keine falschen Werte, wenn man die elektrisch gemessene Temperatur mit der maximalen Temperatur des Fadens vergleicht. Als einziger Grund bleibt die Schrägstellung des elektrischen Feldes (s. Fig. 6) übrig. Mathematisch kann man die Wirkung der Schrägstellung nicht fassen. Es läßt sich aber folgende einfache qualitative Überlegung durchführen:

Bringt man außer der Meßanode noch zwei seitliche Schutzanoden an, so werden bei konstantem Fadenpotential seitlich ebenso viele Elektronen aus der Meßanode herausfliegen, als von den außerhalb der Meßanode liegenden Fadenteilen hereinfliegen. Ist ein schräges elektrisches Feld vorhanden, so werden mehr Elektronen herausfliegen als von der Seite hereinkommen. Der Strom wird um einen bestimmten Prozentsatz zu klein sein. Würde dieser Prozentsatz immer derselbe sein, so würde das auf die Steilheit der $\log J$-φ-Kurve keinen Einfluß haben. Dieser Prozentsatz wächst aber mit zunehmender Neigung des Feldes. Die Steilheit der $\log J$-φ-Kurve muß also mit abnehmendem Gegenpotential sinken. Die Kurve wird krumm und im ganzen zu flach. Die aus ihr nach der einfachen Formel Gl. (2) berechneten elektrischen Temperaturen werden zu hoch.

Die Schräglage des elektrischen Feldes ist also tatsächlich der Grund der Fehlmessungen, was später auch experimentell bestätigt werden soll.

Nachdem jetzt die Fehlerquellen der Messungen im einzelnen behandelt worden sind, soll im nächsten Abschnitt zunächst die Frage der Temperaturkontrollmessung am Wolfram erörtert werden.

D. Die Temperaturkontrollmessung am Wolfram und die Nacheichung des Mikropyrometers.

Die Temperatur des Wolframfadens läßt sich am bequemsten auf zwei verschiedene Arten messen:

1. Da der spezifische Widerstand des Wolframs bis zu hohen Temperaturen bekannt ist, so kann die Temperatur aus dem Widerstand bestimmt werden.

2. Läßt sich, da das Emissionsvermögen des Wolframs von Lax und Pirani[10]) und Worthing[11]) gemessen worden ist, die Temperatur des Wolframfadens optisch mit einem Mikropyrometer feststellen.

Weil die Temperaturbestimmungen aus dem Widerstand wegen der Temperaturverteilung längs des Fadens stets von nicht genau zu bestimmenden Fehlern behaftet sind, wurde die optische Methode für die Kontrollmessung gewählt. Verwandt wurde ein Mikropyrometer von Goetz[12]). Mit diesem Pyrometer kann man jeden Punkt des Fadens anvisieren und dessen Temperatur bestimmen. Da Lax und Pirani[10]) bei der Bestimmung des Absorptionskoeffizienten bei Wolfram mit demselben Rotfilter gearbeitet haben, wie es in dem verwandten Mikropyrometer eingebaut ist, so konnte die von diesen Autoren aufgestellte Umrechnungstabelle[10]) ohne weiteres benutzt werden. Was die Genauigkeit dieser Meßmethode anbetrifft, so ist nach Lax und Pirani[10]) die Änderung der wirksamen Wellenlänge für das betreffende Rotfilter in dem Temperaturintervall 1200 bis 2500° abs. ungefähr 2 $\mu\mu$ (von 648 $\mu\mu$ bis 650 $\mu\mu$). Der hierdurch entstehende Fehler beträgt 2°. Weiter ist für die Aufstellung der Umrechnungstabelle[10]) ein Mittelwert des Absorptionskoeffizienten verwandt worden. Der Absorptionskoeffizient ändert sich ziemlich erheblich mit der Oberflächenbeschaffenheit des Drahtes, daher muß auch aus diesem Grunde mit Abweichungen gerechnet werden, die aber nicht angegeben sind.

Die Ablesegenauigkeit am Mikropyrometer gibt A. Goetz[12]) an zu

$\pm$ 2° bei Temperaturen bis 1000° abs.
$\pm$ 6° „ „ „ 1500° „
$\pm$ 10° „ „ „ 2500° „

Die Ablesefehler für Temperaturen über 2000° sind nicht angegeben und mußten erst bestimmt werden. Je nach dem verwandten Rauchglas wurden Differenzen beobachtet von

$\pm$ 30° für Temperaturen bis 2500° abs. mit Rauchglas I,
$\pm$ 50° für Temperaturen bis 2500° abs. mit Rauchglas II.

Der Gesamtfehler wäre also wohl mit $\pm$ 3 Proz. maximal einzusetzen.

Wurde nun aber die gleiche Temperatur mit beiden Rauchgläsern bestimmt, so zeigten sich Temperaturunterschiede bis 12 Proz. Aus diesem Grunde mußte die Pyrometereichkurve nachgeprüft werden. Für die Nacheichung der niedrigen Temperaturen 600 bis 1500° C wurde eine von Pirani geeichte Tantalbandlampe der Firma C. H. F. Müller, Hamburg verwendet. Die Übereinstimmung in diesem Temperaturintervall mit

10) Lax und Pirani, Zeitschr. f. Phys. **22**, 1924.
11) Worthing, Phys. Rev. **10**, 1917.
12) A. Goetz, Zeitschr. f. Phys. **38**, 119, 1926.

der alten Eichkurve ist gut. Siehe Fig. 11 die unteren Punkte × und +. Der Fehler ist ungefähr 1 Proz. Bei der Nacheichung der hohen Temperaturen diente die Widerstandstabelle von H. A. Jones[13]) als Temperaturnormale. H. A. Jones

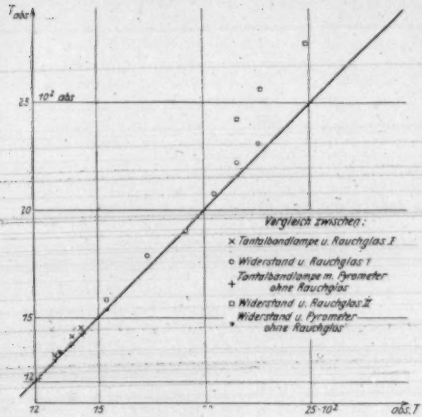


Fig. 11.

hat die Temperaturen auch mit einem Mikropyrometer kontrolliert. Als Absorptionskoeffizient ist der von Worthing[11]) bestimmte benutzt worden. Die Genauigkeit wäre also auch wohl mit ± 3 Proz. einzusetzen. Um den fälschenden Einfluß der Temperaturverteilung zu beseitigen, wurden besondere Röhren gebaut. Der Grundgedanke bei der Konstruktion der neuen Röhre war folgender:

Um auf dem Fadenstück, dessen Temperatur gemessen werden sollte, eine völlig gleiche Tem-

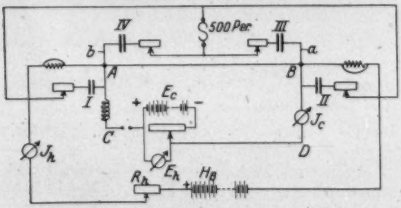


Fig. 12.

peratur zu haben, mußte die Ursache für das Temperaturgefälle, die Wärmeleitung an die kalten Fadenhalter, kompensiert werden. Zu diesem Zwecke wurden am Ende der Meßstrecke durch elektrisch geheizte Fäden Wärme zugeführt. Um nun diese Fäden zugleich zur Messung der Gleichspannung benutzen zu können, wurde zur Heizung der Hilfsfäden Wechselstrom benutzt.

Die benutzte Schaltung ist in Fig. 12 dargestellt.

Die Heizung der Ableitungsdrähte a und b erfolgte über die Kapazitäten I, II, III und IV mit 500 periodischem Wechselstrom. Hatte der Faden zwischen den Punkten A und B allenthalben die gleiche Helligkeit, so bestimmte sich der Widerstand aus dem Heizstrom J_h und der Spannung E_h. Die Spannung wurde dann abgelesen, wenn der Stromkreis A, B, C, D durch die Kompensationsbatterie E_c stromlos gemacht worden war. Das 10^{-5}-Instrument J_c diente als Null-Instrument.

Die Eichergebnisse waren (siehe Fig. 11):

T Widerst	$T_{pyr.}$ ohne Rauchglas	$T_{pyr.}$ mit Rauchglas I	$T_{pyr.}$ mit Rauchglas II
1328° abs.	1340° abs.		
1550	1535	1580° abs.	
1735	—	1780	
1918	—	1905	2040° abs.
2060	—	2075	—
2170	—	2220	2420
2272	—	2310	2560
2493	—	—	2770

Die Abweichungen in Prozenten sind für:

T ohne Rauchglas	T mit Rauchglas I	T mit Rauchglas II
+ 1 Proz.	—	—
− 1 „	+ 2 Proz.	—
—	+ 2,6 „	—
—	− 0,65 „	+ 6,3 Proz.
—	+ 0,75 „	—
—	+ 2,5 „	+ 6,7 „
—	+ 3 „	+ 14,2 „
—	—	+ 11 „

Aus Fig. 11 und den obigen Werten ist ersichtlich, daß die alte Eichkurve des Mikropyrometers für Rauchglas I und ohne Rauchglas gute Werte gibt. Rauchglas II gibt aber sicher zu hohe Temperaturen und wurde daher in Zukunft nicht benutzt.

E. Die Messungen am Wolfram ohne Unterbrecher.

Die ersten Messungen wurden an einer Fünf-Anodenröhre gemacht. Es wurden fünf Anoden eingebaut, weil:

1. durch entsprechende Schaltungen der Einfluß des elektrischen Feldes geprüft werden kann (Anlegen von positiven oder negativen Spannungen an die seitlichen Anoden).

13) H. A. Jones, Phys. Rev. **28**, 1926.

2. durch Messungen der elektrischen Temperaturen an den einzelnen Anoden sich zeigt, ob die T_e-Werte einen der Temperaturverteilung entsprechenden Verlauf haben.

Die Länge der einzelnen Anoden war 1,2 cm, ihr Durchmesser 0,65 cm. Für die pyrometrische Kontrollmessung hatten die Anoden Schlitze von 1 cm Länge und 0,1 cm Breite. Die Glühfadendicke war 0,008 cm. Bei den mit Schaltung

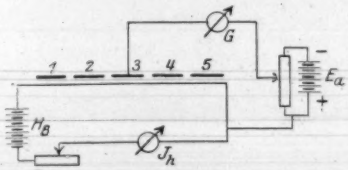


Fig. 13.

(Fig. 13) gemachten Messungen war stets nur eine Anode mit dem Galvanometer verbunden, während die übrigen vier frei lagen.

Die mit Gleichung $T_e = -\frac{\varepsilon}{K}\cdot\frac{d\varphi}{d\ln J}$ aus den gemessenen $\ln J$-φ-Kurven berechneten Temperaturen sind

Anode:	1	2	3	4	5
	2625	2866	3250	3150	2710° abs.

Die entsprechenden pyrometrischen Temperaturen sind

Anode:	1	2	3	4	5
	2310	2320	2400	2350	2320° abs.

Wenn auch die elektrischen Temperaturen einen den tatsächlichen Verhältnissen entsprechenden Gang zeigen, so sind sie aber doch wesentlich höher gefunden worden als die pyrometrischen. Der Fehler beträgt 13 bis 35 Proz., während wegen des vernachlässigten Gliedes $1/2\varphi$ Gl. (4) nur etwa eine 5 Proz. zu hohe Temperatur herauskommen darf (s. Theoretischer Überblick S. 295).

Danach wurden Meßreihen mit derselben Schaltung Fig. 13 aufgenommen, wobei aber die seitlichen Anoden ein konstantes Potential hatten, von:

a) + 2 Volt, b) + 8 Volt, c) − 8 Volt.

In Fig. 14 sind diese Messungen aufgezeichnet. Man sieht, daß die Punkte nicht auf einer Geraden liegen. Theoretisch sollen wegen des elektrischen Feldes des Heizstroms die Punkte der niedrigen Ströme, also bei hohen negativen Potentialen, besser stimmen, als die der großen Ströme bei kleinen Gegenspannungen (s. Fig. 6 und S. 292). Zieht man daher in Fig. 14 die Geraden durch die unteren Punkte, so erhält man für T_e die Werte:

a') 3760° b') 3240° c') 3060° abs.

Werden aber in Fig. 14 die Geraden durch die größere Zahl der oberen Meßpunkte gelegt, so ergibt sich für T_e

a) 4200° b) 5300° c) 3060° abs.

Eine weitere Meßreihe, bei der alle Anoden gleiches variables Potential hatten, die mittlere aber nur mit dem Galvanometer verbunden war, ergab wieder zwei Temperaturen (s. Fig. 14, Kurve d und d')

d') 4480° abs. für die untern,

d) 8350° für die oberen Punkte der Kurve.

Bei allen diesen letzten Messungen war die pyrometrisch gemessene Temperatur

$$T_{\text{pyr.}} = 2400°.$$

Andere Meßreihen, wobei drei Anoden mit dem Galvanometer verbunden waren und die seitlichen (1 und 5) gleiches variables oder konstantes Potential oder nicht angeschlossen waren, ebenso, wenn zwei seitliche Anoden (1 und 2 oder 4 und 5) mit dem Galvanometer verbunden waren, gaben kein anderes Bild.

Das Ergebnis der Messungen an dieser Röhre ist also: Die Abweichungen von 13 bis 30 Proz. sind etwas größer als die von F. Detels[5]) gefundenen. Seitliche positive elektrische Felder beeinflussen die Messungen wesentlich, während ein negatives seitliches Feld nichts ausmacht.

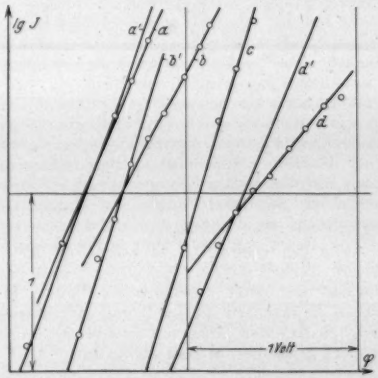


Fig. 14.

Theoretisch sind nun von Röhren mit engen Anoden bessere Werte zu erwarten (s. S. 293) als von solchen mit weiten. Daher wurden dieselben Versuche an einer Drei-Anodenröhre mit 0,4 cm Anodendurchmesser wiederholt. Die Anoden

hatten keine Schlitze, weil angenommen wurde, daß hierdurch das Feld inhomogen wird. Der Abstand der Anoden betrug 0,5 bis 0,75 mm. Diese Entfernung genügt für die pyrometrische Bestimmung der Fadentemperatur zwischen den Anoden. Weil bei dieser Röhre die Temperatur des Fadens nur an den Enden der mittleren Anode pyrometrisch kontrolliert werden konnte,

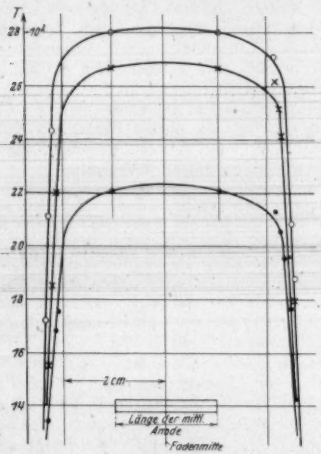


Fig. 15.

sind für einen gleichen 80 μ Wolframfaden Temperaturverteilungskurven pyrometrisch aufgenommen (s. Fig. 15). Aus Fig. 15 ist ersichtlich, daß der Fehler kleiner als 1 Proz. ist, wenn man für die mittlere Temperatur des Fadens unter der mittleren Anode, die Temperatur des Fadens an den Enden dieser Anode setzt.

Von den zahlreichen Messungen an dieser Röhre, die stets mit der Hochvakuumpumpe verbunden war, sind diejenigen die besten, bei denen die seitlichen Anoden (1 und 3) nicht ausgeschlossen waren. Diese mit der alten Schaltung Fig. 13 gemachten Meßergebnisse sind:

Für $J_h = 1$ Amp.

$T_e = 2880^0$, 2840, 2780, 2870, 2800^0 abs.,
$T_{pyr.}$ im Mittel 2500^0 abs.,
Fehler 11,2—15,2 Proz.,

$J_h = 0{,}95$ Amp.
$T_e =$ 2540, 2710, 2790, 2510, 2660, 2800, 2710, 2780, 2720, 2730, 2455^0 abs.,
$T_{pyr.}$ Mittelwert = 2420,
Fehler 1,5 — 15,7 Proz.,

$J_h = 0{,}9$ Amp.,
$T_e =$ 2500, 2440, 2800, 2700^0 abs.,
$T_{pyr.}$ Mittelwert 2340,
Fehler 4,1 — 19,8 Proz.,

$J_h = 0{,}86$ Amp.,
$T_e =$ 2460, 2500, 2420, 2660, 2490^0 abs.,
$T_{pyr.}$ Mittelwert 2300,
Fehler 15,2 — 16 Proz.,

$J_h = 0{,}8$ Amp.,
$T_e =$ 2460, 2700, 2680^0 abs.,
$T_{pyr.}$ Mittelwert 2190,
Fehler 11 — 23 Proz.,

$J_h = 0{,}7$ Amp.,
$T_e =$ 2240 und 2280^0 abs.,
$T_{pyr.} = 2070$,
Fehler 7,5 — 10 Proz.,

In Fig. 16 sind die den unterstrichenen Temperaturen entsprechenden Kurven aufgezeichnet.

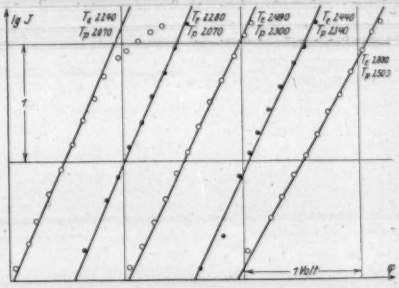


Fig. 16.

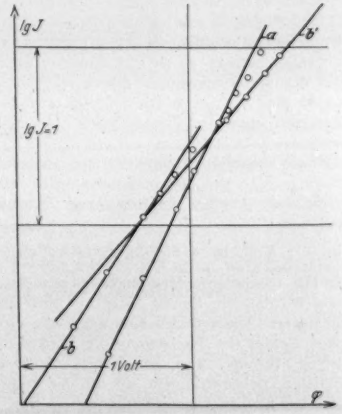


Fig. 17.

Von den übrigen Meßreihen sind die mit konstantem Potential von + 6 Volt und — 6 Volt an den seitlichen Anoden in Fig. 17 gezeichnet. Wie bei der alten Röhre, sind auch hier bei dem positiven Potential wieder zwei Geraden möglich. Die unteren Punkte geben für T_e den Wert:

Kurve b) 3400° abs.

während die Gerade durch die oberen Punkte einem T_e-Wert von (Kurve b') 2280° abs. entspricht.

Bei dem negativen seitlichen Feld ist

Kurve a) $T_e = 2640°$ abs.

Die pyrometrisch gemessene Temperatur war in beiden Fällen $T_p = 2400°$. Aus den Messungen an dieser Röhre folgt also: Wie die Theorie es fordert, geben die Röhren mit engen Anoden bessere Werte. Die Abweichungen sind von derselben Größe wie F. Detels[5]) sie gemessen hat. Weiter zeigt sich wieder, daß schräge positive Felder die Messungen stark fälschen.

Andere Messungen die an von der Firma C. H. F. Müller, Hamburg hergestellten Röhren mit drei Anoden von verschiedenen Durchmessern gemacht wurden, ergaben dasselbe Resultat.

Um den schädigenden Einfluß des elektrischen Feldes zu beseitigen, wurden die Messungen mit einem Unterbrecher fortgesetzt.

F. Die Konstruktion des mechanischen Unterbrechers und die Messung an Wolframfäden.

Der Zweck des Unterbrechers ist der folgende: Zunächst wird der Faden geheizt; während dieser Zeit ist der Anodenstrom ausgeschaltet. Dann

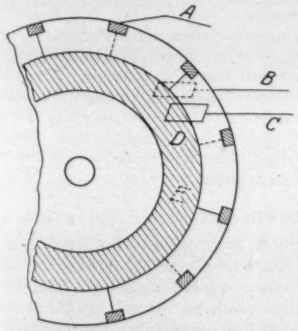


Fig. 18.

wird für einen kurzen Moment der Heizstrom unterbrochen, und damit der Spannungsabfall im Faden, die Schräglage des elektrischen Feldes und das Magnetfeld ausgeschaltet. Während dieser Zeit fließt ein Anodenstromstoß durch das Galvanometer. Der sich aus den einzelnen Stromstößen zusammensetzende Galvanometerausschlag ist dem Momentanwert des Anodenstromes proportional, wenn z. B. sich Unterbrechungszeit und Zeit des Stromstoßes wie 1 : 3 verhalten, ist der Galvanometerstrom $= ia/4$.

Der erste Unterbrecher bestand aus einer rotierenden Hartholzscheibe, auf deren Peripherie in gleichen Abständen 12 Kontakte aus Messing eingelassen waren (s. Fig. 18). Auf jeder Seite

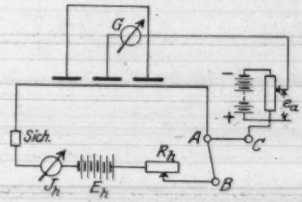


Fig. 19.

der Scheibe saß isoliert ein Messingring (D und E). Die Bürsten B und C führten den Strom nach den Messingringen. Diese Messingringe waren abwechselnd mit den Kontakten auf der Peripherie verbunden. Von der Peripherie leitete die Bürste A den Strom weiter. Mit diesem Apparat konnten noch keine Messungen gemacht werden, weil der Heizstrom nicht konstant war. Eine für die Holzscheibe eingebaute Hartgummischeibe mit 16 Kontakten brachte keine Besserung. Die Heizstromschwankungen waren zwar geringer, dafür verschmierten aber die Kontakte mit Gummi und der Strom sackte langsam ab.

Erst mit dem dritten Unterbrecher, einer Fibre-Platte mit 32 Konktakten, konnten die ersten Messungen gemacht werden. Auf eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Kontakte war besonderer Wert gelegt. Das Heizstrominstrument zeigte zwar konstanten Strom, trotzdem schwankte das Galvanometer sehr stark. Auch nachdem der Heizwiderstand (s. Schaltung, Fig. 19) durch einen selbstinduktionsfreien ersetzt war, hörten die Schwankungen nicht auf. Diese ersten Messungen sind daher unbrauchbar.

Weil nach der Schottkyschen Formel

$$J = J_s \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}$$

der Anodenstrom exponentiell mit der Temperatur ansteigt, wurden die Helligkeitsschwankungen des Fadens, die mit dem bloßen Auge nicht wahrnehmbar waren, im rotierenden Spiegel untersucht. Es zeigten sich Helligkeitsunterschiede. Daher wurde die Unterbrechungszahl durch Verbinden der Bürsten B und C verdoppelt.

Die Unterbrechung des Anodenstromes geschah jetzt mit einer stark negativen Spannung, die durch den Heizstrom eingeschaltet wurde. Fließt nämlich (Fig. 20) der Heizstrom, so liegt an der Anode die Spannung $-(e_a + J_h \cdot w_h)$. Durch Wahl von e_h ist $J_h \cdot w_h$ beliebig groß zu machen, so daß der Anodenstrom dann sicher gesperrt

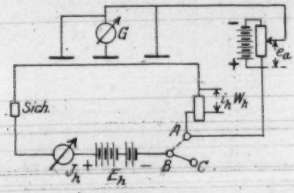


Fig. 20.

ist. Die mit Schaltung 20 gemachten Messungen waren auch noch nicht brauchbar, weil die Schwankungen des Galvanometers immer noch vorhanden waren. Das Heizstrominstrument wurde wegen seiner Selbstinduktion herausgenommen und das Galvanometer mit einer Kapazität von 2 μF überbrückt. Auch diese Maßnahmen beseitigen die Störungen nicht. Weil jetzt Hochfrequenzschwingungen vermutet wurden, wurde der Unterbrecher mit einer durch einen Silitwiderstand kurzgeschlossenen Kapazität von 2 μF überbrückt. Jetzt waren die Störungen beseitigt und es konnten die ersten brauchbaren

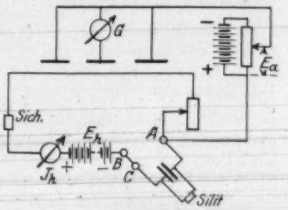


Fig. 21.

Messungen mit Schaltung (Fig. 21) gemacht werden. Erwähnt muß aber werden, daß eine vollständige Unterbrechung des Heizstromes jetzt nicht mehr stattfand, weil ein kleiner Kapazitätsstrom fließt. Die mit der alten Drei-Anoden-Röhre und Schaltung (Fig. 21) gemachten Meßergebnisse sind:

T_e	= 2580,	2690,	2230,	**2400,**	2260,	2590,	2640,	**2600°** abs.,	
$T_{pyr.}$	= 2480,	2500,	2040,	2200,	2120,	2400,	2460,	2500° abs.,	
Fehler	4,1	7,6;	9,3;	9,1;	6,6;	8,2;	7,1;	4 Proz.,	
T_e	= 2130,	2150,	2180,	2340,	2300,	**2360,**	**2660,**	2500,	2600°,
T_p	= 1950,	2000,	2080,	2170,	2170,	2340,	2485,	2600,	2650,
Fehler	9,2;	7,5;	5;	7,8;	6,0;	—	7,0;	—4,8;	—1,9 Proz.

Vergleicht man diese Fehler mit den Abweichungen der Messungen ohne Unterbrecher, so ist ein besseres Resultat unverkennbar. Schottky hat mit einem mechanischem Umschalter weit größere Fehler gefunden. Bedenkt man weiter, daß wegen der Vernachlässigung des Gliedes $\frac{1}{2\varphi}$ Gl. (4) von den elektrischen Temperaturen 4—5 Proz. abzuziehen sind, so ist die Übereinstimmung zwischen T_e und T_p doch recht gut.

Der mittlere Fehler aus den obigen Messungen beträgt + 5,3 Proz. Statthafte Abweichungen sind 7—8 Proz. nach oben (5 Proz. wegen $\frac{1}{2\varphi}$ und 3 Proz. pyrometrische Ungenauigkeit) und 3 Proz. nach unten.

Die Messungen am Wolfram wurden nun abgebrochen und an Oxydfäden fortgesetzt.

G. Die Messungen an Oxydfäden mit mechanischem Unterbrecher.

a) Die Temperaturkontrollmessung an Oxydfäden.

Bei den Oxydfäden konnten die optischen Methoden mit dem Mikropyrometer nicht verwandt werden, weil mir damals das Absorptionsvermögen des Oxyds nicht bekannt war. Daher mußte die Vergleichstemperatur aus dem Widerstand bestimmt werden. Um den Fehler durch die Temperaturverteilung möglichst klein zu machen, wurden lange Fäden verwandt, auf denen an den Enden der Anoden dünne Ableitungsdrähte für die Spannungsmessung aufgeknotet waren. Der benutzte Platinfaden war von Heraeus, Hanau bezogen; eine beigefügte und nachgeprüfte Widerstandstabelle wurde im folgenden benutzt.

b) Konstruktion der Versuchsröhre.

Bei dem Bau der Versuchsröhre wurde in erster Linie Wert auf die Möglichkeit der leichten Auswechslung des Fadens gelegt. Weiter mußte die Röhre möglichst schnell evakuiert werden können, da das verwandte Barium-Oxyd sich leicht an der Luft zu Bariumhydroxyd und Bariumcarbonat verwandelt. In Fig. 22 ist die Röhre gezeichnet. Die Röhre hat drei Anoden mit Schlitzen. Der Anodendurchmesser war 0,4 cm. Auf dem Glühfaden waren die Ableitungsdrähte *a* und *b* aufgeknotet. Mit diesem

Röhrenaufbau war der eine Schliffteil C verbunden. Die Glocke A mit dem anderen Schliffteil B saß an der Hochvakuumpumpe. Um die Fettdämpfe mit auszufrieren, ist an der Glocke A die Scheidewand D angeschmolzen. Über den

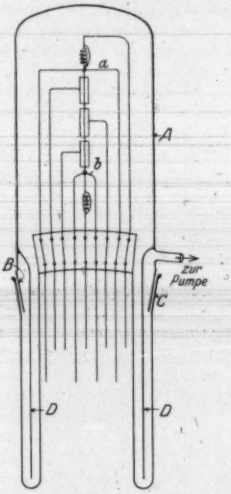


Fig. 22.

unteren Teil der Lampe wurde ein Dewargefäß mit flüssiger Luft geschoben.

c) Das Auftragen des Oxyds und die Messungen.

Der eingezogene Platinfaden wurde aus den aufgebogenen Anoden herausgezogen, was wegen der guten Federung leicht möglich war, und nach dem Verfahren von F. Detels[5]) mit konzentrierter Bariumnitratlösung abwechselnd bestrichen und geglüht. Hatte der Faden eine dünne Oxydschicht, so wurde er unter dem Mikroskop betrachtet. Eine vollständige gleichmäßige Bedeckung war nicht zu erreichen. Infolgedessen waren auch Messungen an diesen Fäden verschieden gut. Weiter zeigte sich, daß das Oxyd schon nach kurzem Formieren (Detels[5])) absprang. Es wurde vermutet, daß das Bariumhydroxyd, welches sich bis zum Evakuieren stets bildet, nicht fest am Faden sitzt. Daher wurden einige Fäden in einer Kohlensäureatmosphäre mit Bariumnitrat-Lösung bestrichen ($BaCO_3$ ist an der Luft sehr beständig). Aber auch bei diesen Fäden zeigten sich nach kurzem Formieren schon blanke Stellen. Hierauf wurden die Platinfäden vor dem Bestreichen mit Bariumnitrat erst verkupfert. Auf diesen Fäden haftete das Oxyd besser. Ebenso hatte sich im Laufe der Zeit herausgestellt, daß es unwesentlich ist, ob der fertige Faden längere oder kürzere Zeit an der Luft gewesen war. Wesentlich ist nur, daß beim Formieren recht vorsichtig gearbeitet wird. (Keine zu hohen Temperaturen und Schutzwiderstände gegen hohe Anodenströme, so daß sich kein Lichtbogen bildet.)

Die ersten Meßergebnisse, die vornehmlich an Fäden von 0,01 cm Durchmesser aufgenommen worden sind:

T_e = 2420,	2440,	**2460**,	2130,	2140,	**2020**,	2360,	1760° abs.,
T_w = 1550,	1500,	1500,	1180,	1180,	1170,	1050,	1000° abs.,
T_e/T_w = 1,56;	1,63;	1,64;	1,8;	1,81;	1,73;	2,24;	1,76;
T_e = 1500,	2170,	1850,	**2090**,	1760,	1770,	2360,	1500° abs.,
T_w = 950,	1050,	1000,	1050,	1150,	1050,	1050,	1000,
T_e/T_w = 1,58;	2,07;	1,85;	1,99;	1,53;	1,69;	2,24;	1,5;
T_e = 2090,	1500,	1470,	1290° abs.,				
T_w = 1050,	1050,	1050,	1000,				
T_e/T_w = 1,99;	1,43;	1,4;	1,29.				

Die Fehler dieser Messungen sind von derselben Größe wie Rothe[3]) an handelsüblichen Oxydröhren mit mechanischem Unterbrecher gemessen hat. Die Ergebnisse der folgenden Messungen, die ausschließlich an Fäden von 0,015 cm Dicke gemessen wurden, sind:

T_e = 1140,	1075,	1100,	1540,	1260,	1250,	1530,	1310° abs.,
T_w = 950,	1050,	1140,	1020,	1030,	930,	1030,	930,
T_e/T_w = 1,1;	1,02;	0,965;	1,51;	1,22;	1,36;	1,48;	1,41;
T_e = 1220,	1490,	1220,	1140,	1520,	1360,	1350,	980° abs.,
T_w = 930,	1040,	1040,	930,	930,	920,	1030,	920,
T_e/T_w = 1,32;	1,43;	1,17;	1,23;	1,63;	1,46;	1,31;	1,06;
T_e = 1000,	1240,	1450,	1310,	1340,	1040,	1080,	1340° abs.,
T_w = 930,	920,	1030,	920,	920,	1030,	1050,	930,
T_e/T_w = 1,07;	1,35;	1,41;	1,43;	1,46;	1,01;	1,03;	1,44.

Diese letzten Messungen sind besser als die ersten. Der Fehler ist hier wesentlich kleiner als der von Rothe[3]) gemessene. Die Ursache ist wohl die bessere Bedeckung, die bei den dicken Fäden leichter erhalten ist, als bei den dünnen. Bei ungleichmäßiger Bedeckung liegen Stellen

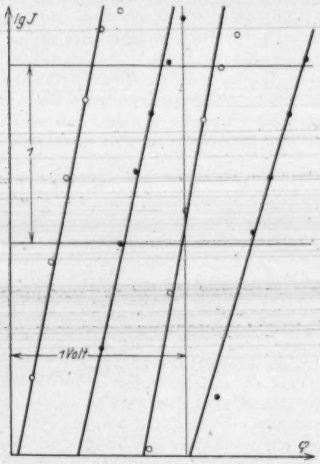


Fig. 23.

mit verschiedenem Kontaktpotential nebeneinander. Es ist also dort wieder ein sehr schräges Feld vorhanden, dessen störenden Einfluß wir schon verschiedentlich begegnet sind. Einige Werte zeigen sehr gute Übereinstimmung. Wenn man weiter bedenkt, daß wegen der Temperaturverteilung und wegen des Gliedes $\frac{1}{2\varphi}$ ungefähr 10 Proz. von den elektrischen Temperaturen abzuziehen sind (s. S. 296 und S. 295) so ist die Zahl der guten Werte doch recht groß. Trotzdem sind diese Messungen wegen der Schwankungen nicht so schön, wie die an dem 80 μ Wolframfaden gemachten (s. S. 304).

Als Ursache dieser Schwankungen wurde die ungleichmäßige Bedeckung des Oxyds angenommen. Wie schon erwähnt, ist es nicht möglich, eine vollständig gleichmäßige Oxydschicht herzustellen. Daher wurden jetzt einige von der Firma C. H. F. Müller besonders angefertigte Drei-Anoden-Röhren durchgemessen. Für die Spannungsmessung waren wieder Ableitungsdrähte angebracht. Die Glühfadenseele war bei diesen Lampen verkupferter Wolframdraht. Die Emissionssubstanz war nicht Bariumoxyd, sondern reines Barium. Die Herstellung dieser Fäden geschieht folgendermaßen: Die Anode wird innen mit Bariumazid bestrichen. Danach wird sie auf ca. 180° erwärmt, wobei sich das Bariumazid zersetzt. Barium bleibt an der Anode haften, während der Stickstoff abgepumpt wird. Hierauf wird der gegen die Anode stark negative Faden schwach geheizt, während gleichzeitig die Anoden mit Wirbelströmen geglüht werden. Das Barium in der Anode verdampft und die positiven Bariumionen schlagen sich auf den Glühfaden nieder. Obgleich bei diesen Fäden sicher eine gleichmäßige Bedeckung zu erwarten ist, waren die Meßergebnisse nicht besser. Die gemessenen Werte sind:

T_e	= 1690,	1290,	1560,	1110,	1100,	1520,	1510,	1530° abs.
T_w	= 1000,	860,	1000,	850,	860,	860,	800,	800
T_e/T_w	= 1,69;	1,56;	1,56;	1,31;	1,28;	1,77;	1,9;	1,9.

Das Ergebnis ist dasselbe wie bei Rothe[3]).

Kleine Änderungen an der Schaltung 21, mit der alle diese Messungen gemacht wurden, gaben keine besseren Resultate. So wurde z. B. die Größe der Kapazität und des Silitwiderstandes variiert. Der Unterbrecher, der für den 80 μ Wolframfaden gute Werte gab, versagte bei Oxydfäden. Messungen, die an einigen Röhren mit dünnen Wolframfäden wiederholt wurden, gaben jetzt auch größere Abweichungen. Daraufhin wurde nun der Unterbrecher auf Isolation geprüft. Bei den Heizspannungen von ca. 14 Volt, die für die Absperrung des Anodenstroms (s. S. 304) erforderlich waren, flossen Fehlerströme von 15 — $30 \cdot 10^{-8}$ Amp., während die maximale Größe der brauchbaren Meßströme aus den vorigen Messungen sich zu ca. $80 \cdot 10^{-8}$ Amp. ergaben. Die Messungen mit dem mechanischen Unterbrecher, dessen Isolation sich aus unbekannten Gründen verschlechtert hatte, wurden aus diesem Grunde aufgegeben und ein elektrischer Unterbrecher gebaut.

H. Messungen mit Wechselstrom-Unterbrecher.

a) Konstruktion des Wechselstromunterbrechers.

Beim Wechselstromunterbrecher muß der Anodenstrom wieder durch den Heizstrom gesperrt werden. Infolgedessen müssen die Sinuskurven des Wechselstroms sehr schnell ansteigen, damit das Produkt $J_h \cdot w_h$ möglichst bald groß genug ist, um den Anodenstrom zu sperren. Weiter ist wegen der Empfindlichkeit der Messungen ein einwandfreies Arbeiten erforderlich.

Der erste Versuch wurde mit einem „Ahemo-gleichrichter" gemacht. Dieser Gleichrichter, der

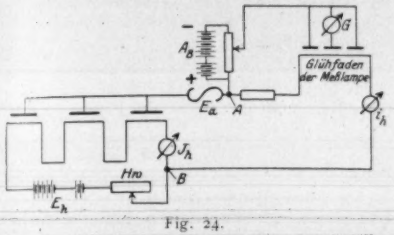


Fig. 24.

in der Radioindustrie viel zum Laden der Akkumulatoren mit Wechselstromanschluß benutzt wird, zeigte für diese Messungen nicht die genügende Konstanz. Auch der zweite Versuch mit der Gleichrichter-Apparatur des Instituts, wo die 1000—4000 Volt und 40—60 MA. entsprechend umgeformt werden mußten, scheiterte, weil Stromform und Konstanz nicht gut waren. Erst der dritte, in Fig. 24 dargestellte Unterbrecher genügte den Anforderungen. Verwandt wurden für die ersten Messungen drei Gleichrichterröhren von der Firma C. H. F. Müller, Hamburg. An den Anoden lag eine 500periodische Wechselspannung von ca. 800 Volt. Bei dieser Spannung gaben die drei Röhren einen Maximalstrom von 0,5 Amp. In Fig. 25 ist die Stromkurve photographiert. Die Aufnahme wurde bei derselben Spannung aber mit 50periodischen Wechsel im rotierenden Spiegel gemacht. Man sieht, daß die Kurve den gewünschten steilen Anstieg hat.

b) Die definitiven Messungen am Wolfram.

Die Versuchsröhren hatten wieder drei Anoden von 0,2 cm Durchmesser. Die Drahtdicke war 50 μ. Die Temperatur wurde, wie früher, mit dem Mikropyrometer kontrolliert. Trotzdem die Wechselstrommaschine, die die Anodenspannung lieferte und der Heizstrom von der Hausbatterie gespeist wurden, schwankte das Galvanometer auch noch nach längerem Warten. Die mit Schaltung Fig. 24 gemachten ersten Messungen waren (wichtig bei der Schaltung Fig. 24 ist die Reihenfolge Gleichrichter — Wechselspannung — Widerstand und Meßröhre):

Kurve	1	2	3
T_e	2200	2530	2800° abs.
T_p	2180	2070	2400° abs.
Fehler	1	22,2	16,3 Proz.

In Fig. 26 sind diese $\lg J$ φ-Kurven gezeichnet. Die Überbrückung des Galvanometers mit einer Kapazität von 2 μF brachte keine Abhilfe. Wegen vermuteter Hochfrequenzschwingungen

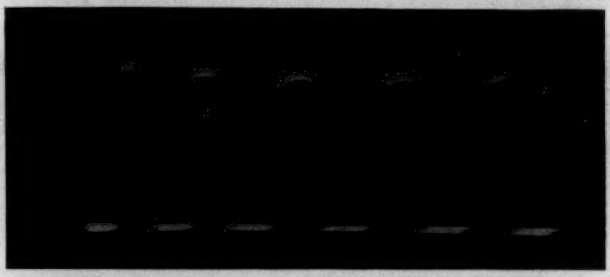


Fig. 25.

wurden dann die Punkte A und B (Fig. 24) über Kapazitäten von 2 μF. bei A und von ca.

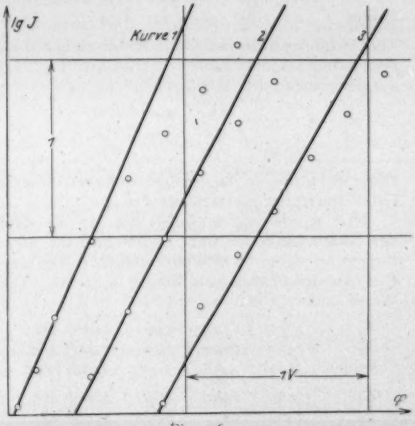


Fig. 26.

1000 cm bei B geerdet. Jetzt war nach einigem Warten stets gute Konstanz des Gleichrichterstromes vorhanden. Die weiteren Messungen wurden nun mit der endgültigen Schaltung

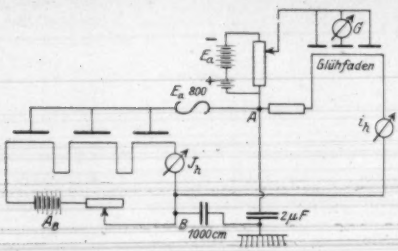


Fig. 27.

(Fig. 27) gemacht. Die folgenden Meßergebnisse die in Fig. 28 aufgezeichnet sind, waren:

Kurve	1	2	3	4	5	6	
T_e	2440	2140	2300	2240	2220	2540°	abs.
T_p	2340	2060	2270	2150	2130	2340°	abs.
Fehler	4,17	3,88	1,3	4,18	4,22	8,55	Proz.

T_e	2490	2280	2610	2720	2430	2610	2230° abs.
T_p	2300	2160	2340	2500	2320	2480	2160° abs.
Fehler	8,25	5,55	11,4	8,8	4,75	5,25	3,24 Proz.

Darauf wurden Meßreihen mit Schaltung Fig. 27 aufgenommen, bei der die Kapazität von 2 μF durch einen Silitwiderstand kurz geschlossen war. Die Ergebnisse sind:

T_e	2230	2480	2650	2400	2510	2680°	abs.
T_p	2160	2330	2480	2200	2330	2525°	abs.
Fehler	3,24	6,45	6,85	9,1	7,75	6,15	Proz.

Zum Schluß wurden an dieser Röhre einige Meßreihen ohne Unterbrecher (Schaltung Fig. 13) aufgenommen. Die Werte sind:

T_e	2730	2980° abs.
T_p	2160	2500° abs.
Fehler	26,4	19,2 Proz.

Diese viel größeren Abweichungen haben dieselbe Größe wie früher gemessen worden ist.

Jetzt wurde in Schaltung Fig. 27 die Zahl der Gleichrichter auf acht erhöht und die Messungen an einem 80 μ Wolframfaden fortgesetzt. Der Anodendurchmesser betrug 0,25 cm. Die Werte sind:

T_e	2600	2740	2390	2420° abs.
T_p	2450	2620	2270	2400° abs.
Fehler	6,12	4,58	5,28	6,62 Proz.

T_e	2520	2440	2590	2600° abs.
T_p	2400	2270	2500	2500° abs.
Fehler	5	7,48	3,6	4,0 Proz.

Kurve	7	8	9	10	11	
T_e	2630	2660	2280	2550	2760°	abs.
T_p	2460	2500	2120	2420	2600°	abs.
Fehler	6,92	6,01	4,72	5,37	6,15	Proz.

Um den Einfluß der Kapazitäten nochmals zu prüfen, wurden an einer zweiten gleichen Röhre einige Meßreihen mit der alten Schaltung Fig. 24 (ohne Kapazitäten) gemacht. Die Ergebnisse sind:

T_e	2600	3240	2940	3140° abs.
T_p	2340	2460	2160	2340° abs.
Fehler	11,1	31,7	36,0	34,2 Proz.

Die Abweichungen sind recht erheblich; das Einschalten der Kapazitäten also notwendig. Weitere an derselben Röhre mit Schaltung Fig. 27 gemachten Meßwerte sind:

T_e	2220	2520	2630	2760	2180	2410° abs.
T_p	2140	2100	2480	2580	2120	2260° abs.
Fehler	3,74	9,5	6,05	6,98	2,82	6,63 Proz.

T_e	2540	2650	2680	2450	2570° abs.
T_p	2340	2500	2600	2300	2460° abs.
Fehler	7,03	6,0	3,07	6,53	8,58 Proz.

Die an einer dritten gleichen Röhre mit Schaltung Fig. 27 gemachten Messungen, wobei aber die Kapazität von 1000 cm herausgenommen war, ergaben die Werte. Die Werte sind:

Die an dieser Röhre ohne Unterbrecher mit Schaltung (Fig. 13) aufgenommenen Werte sind:

T_e	2850	2780	2530° abs.
T_p	2300	2600	2270° abs.
Fehler	23,8	6,95	11,4 Proz.

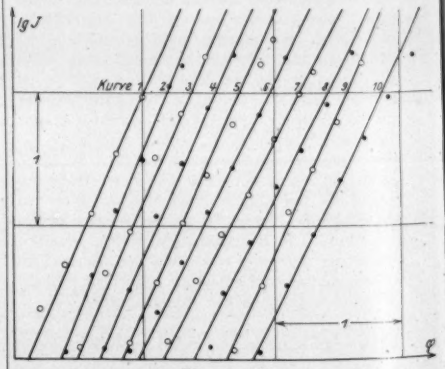


Fig. 28.

Die Abweichungen sind wieder größer. Trotzdem sind die Werte besser als bei dem 50 μ Faden,

weil der Spannungsabfall pro cm Fadenlänge kleiner und damit auch die elektrische Feldstärke weniger schräg ist (s. S. 299). Das Ergebnis der Messungen am Wolfram mit Wechselstromunterbrecher ist folgendes: Die Schaltung (Fig. 27) mit den Kapazitäten gibt gute Werte für T_e. Die Kapazität von 1000 cm (Erdung von Punkt B) kann, wie die Messungen ergeben haben, entbehrt werden. Ebenso darf die große Kapazität (Punkt A) mit einem Silitwiderstand überbrückt werden. Beide Änderungen beeinflussen die Messungen also nicht.

Bei allen Meßergebnissen sind die Abweichungen zwischen T_e und T_p restlos positiv. Zieht man aber die zulässigen 5 Pröz. von den elektrisch gemessenen Temperaturen (s. S. 295) ab, so liegen fast alle Werte im Bereich des pyrometrischen Fehlers von ± 3 Proz.

Die Wolfram-Messungen waren damit erledigt und nun wurden die Messungen an Oxydfäden fortgesetzt.

c) Die definitiven Messungen an Oxydfäden.

Die Meßröhre hatte nur eine Anode von 2 cm Länge und 0,2 cm Durchmesser. Der Faden war wegen der Temperaturverteilung ca. 2 cm länger als die Anode. Die Fadendicke betrug 0,01 cm. In der Mitte der Anode fand sich ein Loch von 0,075 cm Durchmesser für die pyrometrische Kontrollmessung. Nach Arnold[14]) kann man nämlich im roten Teil des Spektrums das Oxyd als schwarzen Körper betrachten. Daher wurde jetzt auch bei Oxyd die optische Methode für die Temperaturkontrollmessung angewandt und die Widerstandskontrolle wegen der ihr anhaftenden starken Fehler (großes Temperaturgefälle wegen der guten Wärmeleitung des Platins, weiter Temperatursprung Platin—Oxyd) aufgegeben. Das Herstellen der Fäden geschah wieder in der früher (s. S. 305) beschriebenen Weise. Eingezogen wurde der Faden jetzt allerdings erst dann, wenn er fertig mit Oxyd bedeckt war. Die Meßergebnisse der ersten Röhre, bei der das Oxyd auf dem blanken Platinfaden aufgetragen war, sind:

Nach einmaligem Formieren von ca. 20 Minuten

$T_e = 1520^0$, $T_p = 1225^0$, abs. Fehler 24,1 Proz.

Nach weiterem Formieren von ca. 20 Minuten

T_e	1790	1560^0 abs.
T_p	1240	1315^0 abs.
Fehler	44,3	26,2 Proz.

14) Arnold, Phys. Rev. **16**, 75, 1920.

Die Messungen an dieser Röhre wurden abgebrochen, weil der Faden blanke Stellen zeigte. Springt bei Oxydfäden das Oxyd an einigen Stellen ab, so hat man auch beim Messen mit Unterbrecher keine konstante Potentialdifferenz zwischen Anode und Heizfaden, weil das Kontaktpotential an diesen Stellen ein anderes ist. Die Abweichungen sind wesentlich größer als beim Wolfram.

Weitere Messungen wurden an einer gleichen Röhre gemacht, bei der der Platinfaden vor dem

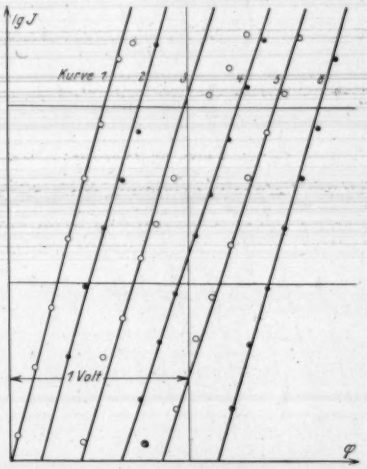


Fig. 29.

Bestreichen mit Bariumnitrat erst verkupfert wurde. Die Meßdaten sind (s. Fig. 29):

Nach einmaligem Formieren Kurve 1
$T_e = 1360^0$ abs.
$T_p = 1295^0$ abs.
Fehler 4,76 Proz.

Nach zweimaligem Formieren Kurve 2
$T_e = 1390^0$ abs.
$T_p = 1300^0$ abs.
Fehler 6,92 Proz.

Nach weiterem Formieren

T_e	1500	1680^0 abs.
T_p	1215	1340^0 abs.
Fehler	23,5	25,4 Proz.

Nach viermaligem Formieren

Kurve	5 und	6
T_e	1620	1480^0 abs.
T_p	1350	1243^0 abs.
Fehler	20	19,1 Proz.

Das Oxyd war an einigen Stellen abgesprungen, und daher wurden die Messungen an dieser Röhre eingestellt. Die ersten Werte stimmen sehr gut, während die großen Abweichungen der letzten Messungen wieder auf die ungleichmäßige Bedeckung mit Oxyd zurückzuführen sind. Die dritte Röhre hatte sieben Löcher in der Anode für die pyrometrische Kontrollmessung. Beim

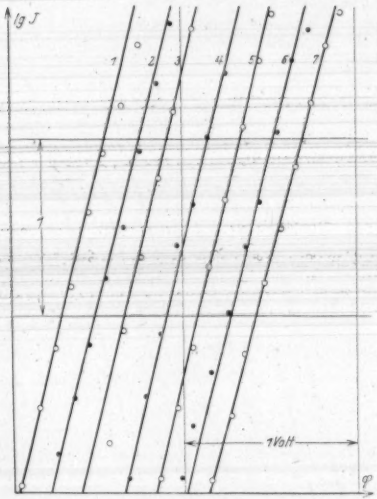


Fig. 30.

Formieren wurde äußerst vorsichtig gearbeitet, damit nach Möglichkeit kein Oxyd absprang. Außerdem wurde nach jedesmaligem Formieren der Anodenstrom J_a bei einer Spannung von + 25 Volt gemessen. Die Meßergebnisse sind in Fig. 30 gezeichnet. Nach einmaligem Formieren war

Kurve 1 $T_e = 1360$, $T_p = 1340^0$ abs., Fehler 1,48 Proz.,
$J_a = 0{,}12$ MA. für $E_a = 25$ Volt.

Nach zweimaligem Formieren

Kurve	2	3
T_e	1390	1280^0 abs.
T_p	1335	1320^0 abs.
Fehler	4,12	— 3,15 Proz.

$J_a = 0{,}5$ MA. bei $E_a = 25$ Volt.

Nach dreimaligem Formieren

Kurve	4	5
T_e	1390	1350^0 abs.
T_p	1345	1340^0 abs.
Fehler	3,34	0,745 Proz.

$J_a = 0{,}75$ MA. bei $E_a = 25$ Volt.

Nach viermaligem Formieren

Kurve	6	7
T_e	1420	1440^0 abs.
T_p	1345	1375^0 abs.
Fehler	5,58	4,73 Proz.

$J_a = 1{,}6$ MA. bei $E_a = 25$ Volt.

Aus den Messungen an der letzten Röhre folgt, daß man beim vorsichtigen Arbeiten (vor allen Dingen bei nicht zu hohen Temperaturen) gute Werte für T_e erhält. Wie zu erwarten, ändern sich die Ergebnisse nicht mit fortschreitender Formierung. Der Wechselstromunterbrecher gibt also für Wolfram und Oxyd mit Schaltung Fig. 27 gute elektrische Temperaturen.

J. Messungen an einer magnetfeldlos geheizten Äquipotentialkathode.

Zum Schluß wurde nun noch eine von der Firma C. H. F. Müller hergestellte Äquipotentialkathode durchgemessen. Die Röhre hatte drei Anoden. Der Faden war zweimal durch die Kathode geführt, so daß kein Magnetfeld vor-

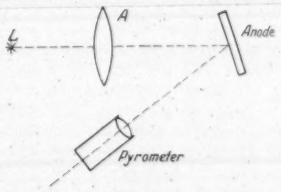


Fig. 31.

handen war. Das Verhältnis r_a/r_d war klein gegenüber den bisher durchgemessenen Röhren. Theoretisch müßte also diese Röhre die besten Meßwerte geben. Emissionssubstanz war wieder reines Barium.

Für die pyrometrische Kontrollmessung war der Magnesiumspiegel an einer Stelle durch Erwärmen entfernt. Da diese Stelle aber bei weitem nicht klar war, so mußte der Schwärzungseinfluß auf die Temperaturbestimmung geprüft werden. Die Absorption nachträglich an der abgeschnittenen Birne zu messen, war nicht möglich, weil der Magnesiumspiegel sich an der Luft verändert. An der Birne zwei Stellen von Magnesium frei zu machen, und die Absorption der beiden Stellen in üblicher Weise zu bestimmen, konnte auch nicht angewandt werden, da die Stellen verschieden stark absorbieren und die Absorption einer Stelle nicht als die Hälfte der Gesamtabsorption angenommen werden kann. Daher wurde oben beschriebene Methode angewandt. Zu diesem Zwecke wurde von einer kleinen Glühlampe L (Fig. 31) ein Bild auf

eine Anode gleichen Materials mit der Linse A erzeugt. Die Helligkeit dieses Bildes wurde pyrometriert und die schwarze Temperatur bestimmt. Danach wurde die Anode entfernt und die Meßröhre an dieselbe Stelle gebracht, so daß das Bild der Lampe wieder scharf auf der Anode war. Jetzt wurde nochmals die Temperatur aus der Helligkeit des Bildes pyrometrisch gemessen. Die

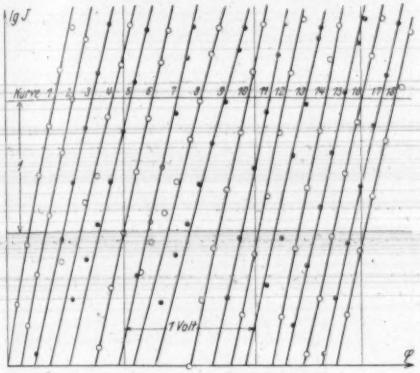


Fig. 32.

Differenz beider Temperaturen dividiert durch zwei gibt den Fehler der Absorption. Dieser Fehler, der bei verschiedenen Helligkeiten der Glühlampe bestimmt wurde, betrug im Mittel 1 bis 1,5 Proz.

Die ersten Meßergebnisse an der Äquipotentialkathode mit Schaltung Fig. 13 sind

T_e	1080	1160	1270	1470° abs.
T_p	980	1100	1210	1310° abs.
Fehler	10,2	5,5	4,96	12,2 Proz.

Danach wurde die Röhre mit dem Maximalheizstrom und einer Anodenspannung von + 50 Volt ca. 10 Minuten lang brennen gelassen und dann die Messungen wiederholt. Die Ergebnisse sind (s. Fig. 32)

Kurve	1	2	3	4	5	6
T_e	1225	1180	1190	1340	1330	1200° abs.
T_p	1215	1135	1140	1280	1280	1170° abs.
Fehler	0,1	3,97	4,38	4,68	3,9	2,56 Proz.
Kurve	7	8	9	10	11	12
T_e	1190	1400	1450	1190	1180	1160° abs.
T_p	1160	1280	1280	1155	1260	1150° abs.
Fehler	2,59	9,37	13,3	3,04	− 6,35	0,9 Proz.
Kurve	13	14	15	16	17	18
T_e	1210	1110	1230	1180	1190	1220° abs.
T_p	1235	1120	1225	1130	1135	1235° abs.
Fehler	− 2,03	− 0,89	0,41	4,42	4,85	− 1,2 Proz.

Die Übereinstimmung zwischen T_e und T_p ist gut. Die größeren Abweichungen bei den Kurven 8 und 9 sind so zu erklären: Bei den hohen Temperaturen hat wahrscheinlich eine Änderung der Bedeckung stattgefunden (Verdampfen von Barium). In der Schottkyschen Gleichung

$$J = J_s \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}$$

ist

$$J_s = 1 \cdot O \cdot A_0 \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\varepsilon\varphi^0}{KT}} \text{ (s. S. 296)}$$

nicht konstant, weil A_0 dann veränderlich ist. Weiter ist zu vermuten, daß bei den hohen Temperaturen kleine Kriechströme zwischen den Quetschfußdurchführungen fließen, und daher die unteren Punkte bei diesen Temperaturen nicht auf der Geraden liegen. (Der Logarithmus steigt unten stark an, und daher erklären sich die großen Abweichungen bei kleinen Fehlerströmen auf dem unteren Teil der Kurven.)

Im theoretischen Teil wurde gezeigt, daß die

$$\text{Kurve } \ln J = \ln \left[J_s \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} \right]$$

nur schwach gekrümmt ist, so daß wegen der Streuung der Meßpunkte die Kurve als gerade Linie betrachtet werden kann (s. Fig. 7 und 9). Bei den ausgeführten Messungen wurden daher durch die Meßpunkte Gerade gelegt und diese mit der Mitteltangente nach der Theorie verglichen. Nun ist es dem Leser wünschenswert zu sehen, wie groß die Krümmung der Kurve

$$\ln J = \ln \left[J_s \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} \right]$$

mit den gemessenen Werten von φ und T ist, und wie sich die Meßpunkte an die wirkliche Kurve (nicht die Mitteltangente) anschließen.

K. Vergleich der Meßkurven mit den nach der Formel $J = J_s \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}$ berechneten Kurven an einigen Beispielen.

An der Oxydröhre mit den sieben Löchern in der Anode wurde mit Wechselstromunterbrecher folgende Meßreihe aufgenommen.

E_a	J_a	$\lg J_a$
+ 0,2 Volt	0,2 · 10⁻⁸ Amp.	+ 0,30−9
+ 0,3 „	0,45 · 10⁻⁸ „	+ 0,65−9
+ 0,4 „	1,0 · 10⁻⁸ „	+ 1,0 −9
+ 0,5 „	2,4 · 10⁻⁸ „	+ 1,38−9
+ 0,6 „	5,0 · 10⁻⁸ „	+ 1,7 −9
+ 0,7 „	11,5 · 10⁻⁸ „	+ 2,06−9
+ 0,8 „	24,5 · 10⁻⁸ „	+ 2,39−9
+ 0,9 „	53,5 · 10⁻⁸ „	+ 2,73−9

In Fig. 33 ist diese Kurve gezeichnet. Die pyrometrisch gemessene Temperatur war 1375^0 abs. Um die dieser Meßreihe entsprechende Kurve nach der Formel

$$J = J_s \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}\, e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}}$$

zu berechnen, hat man diese Gleichung zu logarithmieren, dann erhält man

$$\ln J = \frac{-\varepsilon\varphi}{KT} + \ln\sqrt{\varphi} + C$$

oder

$$\lg J = \frac{-\varepsilon\varphi}{KT \cdot 2{,}3} + \frac{1}{2}\lg\varphi + C_1, \qquad (23)$$

wo die Konstante für diese Betrachtung fortgelassen werden darf, weil sie für den Vergleich

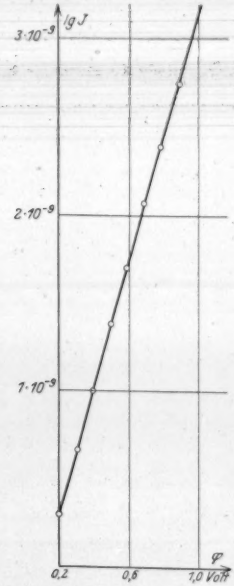


Fig. 33.

der Kurven unwesentlich ist. In Gl. (23) hat man für T die pyrometrisch gemessene Temperatur $T_p = 1375^0$ abs. und für φ die Gegenspannungen in Volt vom Kontaktpotentialnullpunkt ausgerechnet, einzusetzen. Den Wert des Kontaktpotentials erhält man nach Rothe[15]), wenn man die Gerade (Fig. 33) bis zur Geraden $\lg J_s = \text{const}$ verlängert. Der dem Schnittpunkt entsprechende Wert von φ ist das Kontaktpotential. Für BaO wurde $+2$ Volt gefunden. (Rothe[15]) hat Werte bis $+2{,}7$ Volt für BaO gemessen.) In Gl. (23) ist dann also für φ $(-2 + E_a)$ zu setzen.

In Fig. 34 sind die mit diesen Werten berechneten Punkte mit o gezeichnet. Man sieht aus der Kurve I, daß die Krümmung der theoretischen Kurve tatsächlich sehr klein ist. Die

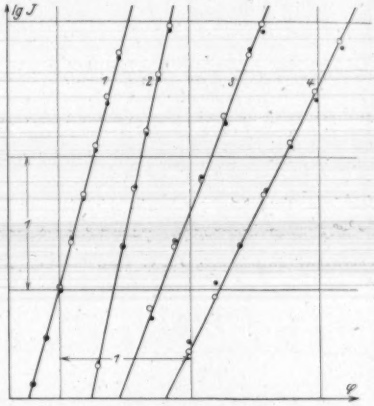


Fig. 34.

Meßpunkte, die schwarz gezeichnet sind, schließen sich dieser Kurve sehr gut an. Kurve II (Fig. 34) ist eine mit den entsprechenden Meßdaten berechnete Kurve, die an der Äquipotentialkathode aufgenommen wurde. Die Kurven III und IV (Fig. 34) sind ebenfalls berechnet (schwarze Kreise). Die Meßpunkte sind an einem 50 μ Wolframfaden mit Wechselstromunterbrecher aufgenommen. Die pyrometrischen Temperaturen waren: Kurve III $= 2060^0$ und Kurve IV $= 2525^0$. Aus diesen Beispielen, die das Temperaturintervall $T = 1200^0$ bis $T = 2550^0$ abs. umfassen, ist ersichtlich, wie gut das Experiment (schwarze Punkte) mit der Theorie (schwarze Kreise) übereinstimmt.

L. Zusammenfassung.

Die Berechnung der Glühfadentemperatur aus den bisherigen Aufnahmen der Maxwellverteilung, der von einem Glühfaden ausgehenden Elektronen, ergab zumeist eine wesentlich zu hohe Fadentemperatur, bisweilen aber auch richtige Temperaturwerte.

In der vorstehenden Arbeit ist nun versucht worden, diese widersprechenden Resultate nach Möglichkeit zu klären.

15) Rothe, Zeitschr. f. Techn. Phys. **6**, 633, 1925.

In dem theoretischen Überblick wurde zunächst gezeigt, daß wegen der Raumladung ein Potentialminimum zwischen Kathode und Anode auftreten kann. Die theoretische Ausgangsformel dieser Arbeit $J = J_s \frac{2}{\pi^{1/2}} \sqrt{n}\, e^{-n}$ fordert aber für die experimentelle Nachprüfung, daß kein Potentialminimum auftritt. Aus diesem Grunde sind nur Ströme bei großen Gegenspannungen für die Messung brauchbar. Rein überlegungsgemäß folgt hieraus, daß Röhren mit engen Anoden die besseren Werte liefern.

Hierauf sind die Wirkungen der Fehlerquellen einzeln an speziellen Beispielen mit Näherungsrechnungen geprüft. Dabei wurde festgestellt:

1. Der Spannungsabfall beeinflußt die Messung nicht, wenn man die drahtparallele elektrische Feldstärke vernachlässigen kann.

2. Bei Temperaturverteilung erhält man die Maximaltemperatur des Fadens anstatt die mittlere Temperatur (da bei hohen Gegenspannungen nur Elektronen mit großer Geschwindigkeit den Strom bilden, so ist es auch verständlich).

3. Mit magnetischem Feld würde man eine etwas zu niedrige Temperatur messen (dieser zu erwartende Fehler ist aber unbedeutend).

4. Die Wirkung des elektrischen Feldes des Heizstromes, das mathematisch nicht faßbar ist, ist wahrscheinlich die Hauptursache der von F. Detels[5]) ohne Unterbrecher gemessenen Abweichungen.

Aus dem Ergebnis dieser theoretischen Untersuchungen folgt also:

a) Bei Messungen ohne Unterbrecher geben Röhren mit kleinem drahtparallelen elektrischen Feld, also dickem Heizfaden, bei möglichst großen Gegenspannungen, die besseren Werte.

b) Einwandfreie Messungen sind nur bei vollständiger Ausschaltung des elektrischen Feldes, also nur mit Unterbrecher zu erhalten.

c) Um den Fehler durch die Temperaturverteilung möglichst klein zu machen, müssen die Meßröhren lange Drähte haben, damit das Mittelstück des Fadens unter der Anode nahezu gleiche Temperatur hat.

Bei den dann folgenden Messungen ohne Unterbrecher wurden, wie die Theorie es fordert, an Röhren mit engen Anoden und dicken Fäden die besseren Werte gefunden. Die Abweichungen entsprachen den von F. Detels[5]) gemessenen Werten.

Die Messungen mit mechanischem Unterbrecher ergaben für einen 80 μ Wolframfaden anfangs recht gute Werte. Um die Schwankungen des Galvanometers zu beseitigen, mußte der Unterbrecher wegen vorhandener Hochfrequenzschwingungen mit einer durch einen Silitwiderstand kurzgeschlossenen Kapazität überbrückt werden. Eine vollständige Unterbrechung des Heizfadens hatte dann nicht statt.

An Oxyd- und Azidfäden konnten gleich gute Messungen mit dem mechanischen Unterbrecher nicht gemacht werden. Bei der Wiederholung der Messungen an dünnen Wolframfäden wurden auch größere Abweichungen festgestellt, die mit denen von Schottky[1]) gemessenen übereinstimmen. Es ist also bestimmt nicht leicht, vielleicht überhaupt unmöglich, einen für diese genauen Messungen exakt arbeitenden mechanischen Unterbrecher herzustellen.

Mit dem 500periodischen Wechselstromunterbrecher konnten dann, nachdem die Hochfrequenzschwingungen über Kapazitäten nach der Erde abgeleitet waren (s. Fig. 27) brauchbare Messungen am Wolfram und an Oxydfäden gemacht werden. Eine Beschränkung der Gültigkeit der Theorie durch den Formierungsgrad bei Oxydfäden wurde, wie zu erwarten war, nicht festgestellt. Für das Messen an Oxydfäden ist aber unbedingt erforderlich, daß die Temperatur nicht zu hoch ist, weil dann, wegen der Änderung der Oberfläche während der Messung, Falschmessungen entstehen.

L. H. Germer[2]) hat mit einem 500periodischem Wechselstromunterbrecher auch gute Werte erhalten. Wegen der Photoelektronen war in der Meßröhre eine besondere Schutzanode angebracht. Es hat sich aber gezeigt, daß die Messungen auch ohne Abschirmung der Photoelektonen brauchbar sind.

Aus den zahlreichen mit Wechselstromunterbrecher gemachten Messungen ist ersichtlich, daß die Meßpunkte innerhalb der Meßfehler gut auf den gezeichneten Geraden liegen; weil die aus der Neigung dieser Geraden mit der Gleichung $T_e = \frac{-\varepsilon}{K} \frac{d\varphi}{d \ln J}$ berechneten Temperaturen mit den pyrometrischen gut übereinstimmen, so ist hiermit die Gültigkeit des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes, daß dieser Theorie zugrunde liegt, experimentell bestätigt, obgleich die Bedingung des dynamischen Gleichgewichtes, das für die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes gefordert wird, nicht erfüllt ist. (Es handelt sich in diesem Falle ja um einen Strömungszustand der Elektronen [Zenneck: Diskussionsbemerkung gelegentlich einer Postkonferenz].) Trotzdem eignet sich diese Methode nicht als Temperaturmeßmethode, weil wegen der Streuung der Meßpunkte die Richtung der Geraden, aus der die Temperatur bestimmt wird, nicht eindeutig festliegt.

Die Ideal-Röhre für diese Messungen ist, wie die letzten Meßreihen zeigen (s. Fig. 32), die magnetfeldlos geheizte Äquipotentialkathode. Bei den Messungen an dieser Röhre wird die Gerade

durch die Meßpunkte so scharf festgelegt, daß in diesem Fall diese Methode zur Temperaturmessung gebraucht werden kann.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Veranlassung von Herrn Professor Dr. H. G. Möller im Institut für angewandte Physik der Hamburgischen Universität mit den Hilfsmitteln dieses Instituts ausgeführt.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. H. G. Möller, danke ich an dieser Stelle nochmals für das rege Interesse und der tatkräftigen Förderung der vorliegenden Arbeit.

Der Radioröhrenfabrik Hamburg, die zur Durchführung der Untersuchung Mittel zur Verfügung stellte, sei ebenfalls an dieser Stelle gedankt.

(Eingegangen 3. März 1929.)

Über die Dielektrizitätskonstanten einiger Metalldämpfe.

Von F. Krüger und F. Maske.

Eine Aussicht, die Dielektrizitätskonstanten von Metallen im festen oder flüssigen Zustande direkt experimentell zu bestimmen, besteht, zur Zeit wenigstens, nicht; die elektrische Leitfähigkeit der Metalle überdeckt völlig ihr dielektrisches Verhalten. Anders steht es mit den Dielektrizitätskonstanten von Metalldämpfen. Der Dampfdruck wenigstens einiger Metalle ist bei mittleren Temperaturen bis zu 500—600° groß genug und die Leitfähigkeit dieser Dämpfe klein genug, um eine hinreichend genaue Messung ihrer Dielektrizitätskonstanten zu gestatten. Bestimmt man dann die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante von der Dichte, so wäre eine Extrapolation auf die Dielektrizitätskonstante im flüssigen und festen Zustand der Metalle möglich, wenn man dafür eine geeignete Formel besäße. Für die Dämpfe von Nichtmetallen ist diese Möglichkeit bekanntlich durch die Clausius-Mosottische Formel $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{konst.}$ gegeben, die für viele Substanzen, z. B. für Schwefelkohlenstoff, eine vorzüglich stimmende Extrapolation auf den flüssigen Zustand, bei anderen z. B. Wasser auf den festen (hier nicht auf den flüssigen) Zustand gestattet. Allein es ist bekannt und soll unten näher gezeigt werden, daß diese Formel bei Metallen völlig versagt. Es müssen daher vorerst die Dielektrizitätskonstanten der Metalle im dampfförmigen Zustande näher untersucht werden, um eventuell die Gründe für das Versagen aufzuklären und damit Anhaltspunkte für die Korrektion oder Ergänzung der genannten Formel zu gewinnen.

Als Versuchsanordnung diente die früher von dem einen von uns (F. M.) beschriebene[1]) Überlagerungsmethode zweier durch Röhrensender erzeugten hochfrequenten Schwingungen, die sich als sehr empfindlich erwiesen hatte. Die hier für Metalldämpfe innezuhaltenden Bedingungen waren bezüglich der Temperatur, daß die Dämpfe noch nicht spontan leitend waren, und bezüglich der verwandten Spannung, daß die Wechselspannung am Kondensator das Ionisierungspotential der Dämpfe nicht erreichte. Die Auswahl der Metalle war wegen ihres im allgemeinen sehr geringen Dampfdrucks sehr beschränkt.

I. Bestimmung der Dielektrizitätskonstante des Quecksilberdampfes.

Der Quecksilberdampf wurde in einem Kondensator untersucht, dessen Zuführungsdrähte in ein evakuiertes Glasgefäß von etwa 20 cm Länge und 5 cm Durchmesser eingeschmolzen waren. Das Quecksilber befand sich in einem seitlichen Ansatz (siehe Fig. 5 der zitierten Abhandlung von F. Maske). Das Kondensatorgefäß befand sich in einem elektrischen Ofen, der während der Messung konstant auf 312° C gehalten wurde. Das Ansatzgefäß mit dem flüssigen Quecksilber tauchte außerhalb des Ofens in ein Paraffinbad,

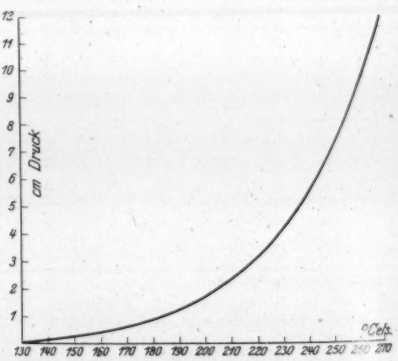


Fig. 1.

das auf verschiedene Temperaturen erhitzt werden konnte. Das ganze Gefäß war bei $^1/_{1000}$ mm Druck bei Zimmertemperatur abgeschmolzen, nachdem sorgfältig gereinigtes Quecksilber in den Ansatz gefüllt war.

1) F. Maske, Physik. Zeitschr. **28**, 533, 1927 und **30**, 197, 1929.

Der Kondensator war aus Eisenblechen hergestellt, um einen Angriff des Quecksilberdampfes auf das Metall auszuschließen.

Die Temperatur des Ansatzes mit dem Quecksilber wurde dann allmählich gesteigert und in Intervallen von etwa 5° jeweils die Dielektrizitätskonstante gemessen, von 130° aufwärts bis 264°, so daß also die Ofentemperatur mit 312° immer hinreichend über der Kondensationstemperatur lag.

In Fig. 1 sind die dem Landolt-Börnstein-Roth entnommenen Dampfdrucke des Quecksilbers aufgetragen:

In Fig. 2 sind die bei den angegebenen Temperaturen gemessenen Dielektrizitätskonstanten

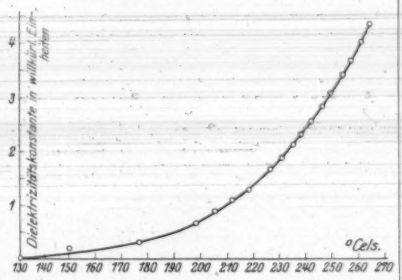


Fig. 2.

eingezeichnet, die einen der Dampfdruckkurve völlig parallelen Gang zeigen; als Ordinaten sind hier nicht die ausgewerteten Dielektrizitätskonstanten selbst, sondern die ihnen proportionalen Verschiebungen des Meßkondensators aufgetragen.

Dividiert man nun die gemessenen Dielektrizitätskonstanten durch die Dampfdrucke bei denselben Temperaturen, so erhält man eine sehr angenäherte gerade Linie, wie das Fig. 3 zeigt. Die Eichung des Meßkondensators mit Hilfe von Schwefeldioxyd, dessen Dielektrizitätskonstante nach K. Baedeker[1]) bei 18,8° und 760 mm Druck gleich 1,00881 ist, ergab pro 1 cm Verschiebung ein $(\varepsilon - 1)$ von 0,0001615. Daraus berechnet sich für den gemessenen Druck von 10 cm Hg und 312° eine Dielektrizitätskonstante von $\varepsilon = 1{,}000622$. Wäre die Proportionalität mit der Dichte bis zu Atmosphärendruck zutreffend, so würde sich nach der einfachen Formel $(\varepsilon - 1) = k \cdot d$ für die Dielektrizitätskonstante des Quecksilbers bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 312° ein Wert ergeben von 1,00472 und auf die Normaldichte von 0° C umgerechnet ein ε von 1,0101.

1) K. Baedeker, Zeitschr. f. Phys. Chem. **36**, 305, 1901.

Nun hat M. Bedeau[1]) einen viel kleineren Wert der Dielektrizitätskonstante für Quecksilber gefunden, und zwar $\varepsilon - 1 = 0{,}00074$ bei Atmosphärendruck und 400° C. Da der Temperatureinfluß bei den obigen Messungen wohl zu vernachlässigen ist, müßte dieser Wert mit dem eben berechneten $\varepsilon = 1{,}0047$ fast übereinstimmen. Hierzu ist folgendes zu bemerken: Bedeau arbeitet ebenfalls mit zwei Schwingungskreisen bei einer Kondensatorkapazität von 150 cm und

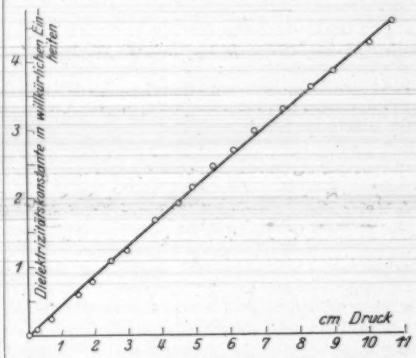


Fig. 3.

einer Wellenlänge von 1000 m. Das sind aber sehr ungünstige Verhältnisse. Um eine hohe Empfindlichkeit zu erhalten, muß man umgekehrt eine große Kapazität bei einer kleinen Wellenlänge benutzen, wie sich aus den Darlegungen in der früheren Arbeit des einen von uns (F. M.)[2]) auf Seite 534 klar ergibt. Da Bedeau für seine Anordnung eine 5 mal kleinere Kapazität als die hier verwendete, dafür aber eine 10 mal größere Wellenlänge benutzt, so beträgt die Empfindlichkeit seiner Anordnung höchstens den zehnten Teil der hier erreichten. Bedeau selbst gibt die Genauigkeit seiner Methode auf fast $^1/_{10\,000}$ der Kapazität an, bemerkt aber, daß die Änderung der Kapazität immer „schwach" sei. Da er für 400° C und Atmosphärendruck den Wert der Dielektrizitätskonstanten des Quecksilbers zu $\varepsilon = 1{,}00074$ angibt, so dürfte die Genauigkeit dieser Angabe bereits die Grenze der Empfindlichkeit seiner Anordnung überschritten haben. Das Beschicken des Kondensators mit Quecksilberdampf geschieht bei ihm durch Verdrängung von Luft, mit der der Kondensator vorher gefüllt war. Vielleicht ist hierbei die Luft nicht völlig aus dem Kondensator verdrängt, oder beim Abkühlen der

1) M. Bedeau, Compt. Rend. **175**, 147, 1922.
2) F. Maske, loc. cit.

Quecksilberdampf nicht wieder völlig kondensiert. Die Angaben über die Versuchsanordnung von Bedeau sind sehr allgemein gehalten, mögliche Fehlerquellen werden nicht diskutiert, zahlenmäßige Meßresultate bei verschiedenen Drucken oder Kurven gibt Bedeau nicht. Er schließt seine Arbeit mit den Worten: „Son (des Hg) pouvoir inducteur specifique verifie sensiblement la formule de Maxwell, qui donne $k' = 1{,}00074$" ($k' =$ Dielektrizitätskonstante). D. h. also, nach Bedeau soll $\varepsilon = n^2$ sein.

Es kann also wohl kein Zweifel bestehen, daß der von Bedeau gemessene Wert für die Dielektrizitätskonstante des Quecksilbers sehr viel zu klein und der hier gefundene $\varepsilon = 1{,}0101$ der richtige ist.

Will man nun von diesem Wert ausgehend extrapolieren auf die Dichte 13,55 etwa des flüssigen Quecksilbers, so wird man die einfache Formel $(\varepsilon - 1) = k \cdot d$ besser ersetzen durch die Formel von Clausius-Mosotti $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} =$ konst. Die Konstante berechnet sich aus dem Werte für ε von Dampf bei Atmosphärendruck zu

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d_n} = \frac{0{,}0101}{3{,}0101} \cdot 112 = 0{,}376.$$

Berechnet man nun mit dieser Konstanten die Dielektrizitätskonstante ε für die Dichte 13,55 des flüssigen Quecksilbers, so findet man

$$\varepsilon = -2{,}5,$$

also einen negativen Wert, der natürlich keinen Sinn hat. Das heißt also, die Formel versagt bei dieser Extrapolation völlig.

Das gilt auch, wie bereits Herzfeld[1]) gezeigt hat, wenn man in der Formel statt der Dielektrizitätskonstanten den Brechungsindex n für λ_∞ einsetzt; für Quecksilberdampf bei Atmosphärendruck hat man zu setzen

$$\frac{0{,}00351}{3{,}00351} \cdot 112 = 0{,}123.$$

Mit dieser Konstanten berechnet sich für die Dichte $d = 13{,}55$ $n^2 = -5{,}9$. Es ist also nicht möglich, mit Hilfe der Lorentz-Lorenz-Formel die Dielektrizitätskonstante des flüssigen und ebensowenig des festen Quecksilbers auch nur mit Annäherung zu extrapolieren. Auf die Gründe hierfür soll am Schluß der Arbeit eingegangen werden.

Hier sei nur nachdrücklich darauf hingewiesen, daß für Quecksilberdampf die einfache Maxwellsche Beziehung $\varepsilon = n^2$ nicht gilt, denn es ist, z. B. für $\lambda = 0{,}589$ $n^2 = 1{,}00373$, während $\varepsilon = 1{,}0101$ ist. Es macht sich also bei Quecksilberdampf der Einfluß einer im Ultrarot gelegenen Absorptionsbande bemerkbar. In solchen Fällen gilt bekanntlich die Ketteler-Helmholtzsche Dispersionsformel, nach der

$$n^2 = n_\infty^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_v^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_r^2} \quad \text{oder da } n_\infty^2 = \varepsilon$$

$$n^2 = \varepsilon + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_v^2} + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_r^2}$$

Die Brechungsindizes für Quecksilberdampf sind für verschiedene Wellenlängen von C. Cuthbertson und E. P. Metcalfe[1]) gemessen, und zwar fanden sie für

λ	n
0,490 μ	1,001920
0,589 μ	1,001866
0,690 μ	1,001840

Setzt man als eine ultraviolette Eigenfrequenz die stärkste der im Ultraviolett gelegenen Linien $\lambda_v = 0{,}2537$ und für $\varepsilon = n_\infty^2$ den oben gemessenen Wert 1,0101 ein, so ergibt sich $\lambda = 0{,}9\,\mu$. Es muß also hier im Anfang des Ultrarot eine Eigenschwingung dieser Wellenlänge liegen. Da die höheren Eigenfrequenzen im Ultraviolett bei dieser Berechnung nicht berücksichtigt sind, und ferner die Werte für die Brechungsindizes des Quecksilberdampfes nicht sehr genau bestimmt sind, wird der berechnete Wert von λ nicht allzu genau sein. Immerhin wird man einen Absorptionsstreifen bei einer Wellenlänge zwischen 1 und 2 μ erwarten können. Bemerkt sei, daß L. Natanson[2]) nach einer von ihm abgeleiteten Formel einen Absorptionsstreifen bei 2,25 μ berechnet. Messungen über das Absorptionsspektrum des Quecksilberdampfes im ultraroten Gebiete liegen noch nicht vor.

II. Bestimmung der Dielektrizitätskonstante des Kaliumdampfes.

Außer Quecksilber erschienen zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten ihrer Dämpfe noch die Alkalimetalle geeignet, da sie einen hinreichend hohen Dampfdruck besitzen. Dies gilt in erster Linie für Kalium, das bei 500° einen Dampfdruck von etwa 1 cm Quecksilber hat, während der Dampfdruck des Natriums für eine Messung bei dieser Temperatur noch nicht ausreicht. Höhere Temperaturen anzuwenden, verbietet sich einmal, weil bei höherer Temperatur

1) K. F. Herzfeld, Phys. Rev. **29**, 701, 1927.

1) C. Cuthbertson u. E. P. Metcalfe, Phil. Trans. (A) **207**, 135, 1906 und Proc. Roy. Soc. (A) 80, 414, 1908.

2) L. Natanson, Extrait du Bulletin de l'Academie des sciences de Cracovie 1907.

das Glas bereits weich wird (aus diesem Grunde wurde das besonders hochschmelzende Molybdänglas verwendet) und zweitens, weil die metallischen Teile, besonders des Kondensators, bei der Temperatur der beginnenden Glut Elektronen bzw. Ionen zu emittieren beginnen, und die dadurch herbeigeführte Leitfähigkeit eine Messung der Dielektrizitätskonstanten unmöglich macht. Die Alkalimetalle mit höherem Atomgewicht, wie Rubidium und Caesium haben zwar höhere Dampfdrucke als das Kalium; in ihren Dämpfen entsteht jedoch bereits bei 500° C, sei es durch die Dissoziation des Dampfes selbst, oder indirekt infolge einer geringen Kondensation auf den Kondensatorplatten und einer dadurch bedingten stark erhöhten Elektronenemission eine Leitfähigkeit, die alle Messungen unmöglich macht. Im nächsten Abschnitt soll über entsprechende Versuche an Rubidium ausführlich berichtet werden.

Es wurde also zunächst die Dielektrizitätskonstante des Kaliumdampfes gemessen.

Eine erste Schwierigkeit zeigte sich darin, daß das Molybdänglas, aus dem das Kondensatorgefäß bestand, bei 500° bereits soweit elektrolytisch leitend wurde, daß die dadurch bedingten Energieverluste die Schwingungen aussetzen ließen. Durch eine stärkere Rückkoppelung ließen sich diese Energieverluste kompensieren und die Schwingungen setzten wieder ein. Da die Änderung der Leitfähigkeit des Glases, die einen Nebenschluß zum Kondensator bildet, eine Änderung der Frequenz der Schwingungen herbeiführt, mußte streng auf Konstanz der Ofentemperatur und damit der Leitfähigkeit geachtet werden.

Es zeigte sich ferner, daß die Verwendung eines Eisenkondensators im Kaliumdampf dadurch zu Schwierigkeiten führt, daß das Kalium eine auf dem Eisen stets vorhandene Oxydschicht zum Abblättern bringt und so Veranlassung zu Kapazitätsänderungen und zu Kurzschluß gibt. Es wurde daher als Kondensatormaterial Nickel gewählt, das sich durchaus bewährte.

Besondere Schwierigkeiten brachte die Isolation der Kondensatorplatten mit sich: Glimmer wurde im Kaliumdampf zersetzt und leitend gemacht, desgleichen waren Porzellan und Kalkspat ungeeignet. Vorzüglich bewährten sich als Isolationsmaterial Diamanten[1]) von etwa 1 mm Dicke.

Das Kalium wurde durch wiederholte Vakuumdestillation in einem Verbrennungsrohre gereinigt, das an dem einen Ende zu einer dünnwandigen Ampulle ausgezogen war. Nachdem das Kalium in diese Ampulle hineindestilliert war, wurde die Ampulle unter Vakuum abgeschmolzen. Sie wurde darauf in das Ansatzrohr des Kondensatorgefäßes hineingebracht, ihre Spitze abgebrochen und dann evakuiert. Das Kondensatorgefäß war zur Vermeidung der Oxydation der Metalle vor dem Evakuieren mit Wasserstoff gefüllt worden. Durch einen elektrischen Ofen wurde das Gefäß während der Messung konstant auf 500° gehalten. Der Ansatz mit dem Kalium wurde durch einen besonderen kleinen elektrischen Ofen geheizt, seine Temperatur durch ein auf der Außenwand des Ansatzrohres aufliegendes Thermoelement gemessen. Die Temperatur des Ansatzrohres wurde nur langsam erhöht und vor jeder Messung solange konstant gehalten bis der entsprechende Druck des Kaliumdampfes im ganzen Kondensatorgefäß sich eingestellt hatte. Die Messungen wurden bei einer Temperatur des Ansatzrohres zwischen 280° und 480° vorgenommen, der Drucke des Kaliums zwischen 0,3 mm und etwa 10 mm Quecksilber entsprachen. Die Übereinstimmung der einzelnen Meßresultate ist nicht so gut wie bei Quecksilber, da einerseits der Dampfdruck erheblich geringer war und ferner unvermeidliche minimale Schwankungen der Ofentemperatur und damit der Leitfähigkeit des Glases des Kondensatorgefäßes kleine Änderungen der Frequenz mit sich brachten und kleine Schwankungen der Kapazität vortäuschten. Es ließ sich jedoch aus drei Meßreihen mit hinreichender Sicherheit eine Mittelwertskurve ableiten. Die so bei verschiedenen Temperaturen des Ansatzgefäßes, also verschiedenen Dampfdichten bei 500° gemessenen Dielektrizitätskonstanten des Kaliumdampfes wurden dann genau wie bei Quecksilber auf die jeder Temperatur entsprechenden Drucke umgerechnet. Dabei ergab sich ebenso wie beim Quecksilber eine Proportionalität der Dielektrizitätskonstanten mit dem Druck, die in der umstehenden Fig. 4 als gerade Linie erscheint; in ihr sind als Abszisse die Drucke als Ordinate die Dielektrizitätskonstanten in willkürlichen Einheiten dargestellt.

Der Eichfaktor des Nickelkondensators (Änderung der Dielektrizitätskonstanten bei einer Verschiebung um 1 cm) ergab sich durch Eichung mit Schwefeldioxyd zu 0,000115 pro Zentimeter. Daraus berechnet sich die Dielektrizitätskonstante des Kaliumdampfes bei der höchsten gemessenen Dichte bei 1 cm Quecksilberdruck und bei 500°

$$(\varepsilon - 1)^{500}_{d_1} = 8 \cdot 0{,}000115 = 0{,}000920 .$$

Wäre es gestattet, diese Proportionalität als gültig zu betrachten bis zum Atmosphärendruck, so würde sich für Kaliumdampf bei Atmosphären-

[1]) Für die liebenswürdige Überlassung dieser Diamanten sei Herrn Dr. K. Mey, Direktor bei der Osram-Gesellschaft A.-G. in Berlin, unser verbindlichster Dank ausgesprochen.

druck und 0° C ergeben

$$(\varepsilon - 1)^{500}_{d_n} = 0{,}000920 \cdot 76 \cdot \frac{773}{273}$$
$$= 0{,}19 \pm 0{,}04 .$$

Die Dielektrizitätskonstante ist also wesentlich höher als die des Quecksilbers und auch größer als die des Wasserdampfes.

Die Konstante der Clausius-Mosottischen Gleichung ergibt sich zu

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{d} = 33{,}7 .$$

Berechnet man mit Hilfe dieser Konstanten die Dielektrizitätskonstante für festes Kalium mit

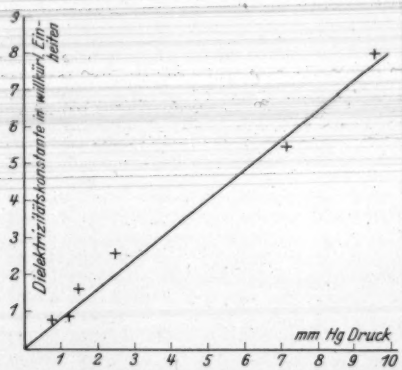


Fig. 4.

der Dichte 0,87, so ergibt sich $\varepsilon = -2{,}1$, also auch hier ein negativer Wert.

Die Dispersion des Kaliumdampfes wurde im sichtbaren Gebiet von P. V. Bewan[1]) untersucht. Er fand das merkwürdige Resultat, daß für kleinere Wellenlängen bis $\lambda = 0{,}77\,\mu$ der Brechungsindex kleiner als 1 ist, darüber hinaus größer als 1 ist. Zahlenmäßige Werte für die Brechungsindizes hat Bewan nicht angegeben. Dagegen hat Ebert[2]) den Brechungsindex des Kaliumdampfes für rotes Licht bestimmt zu $n = 1{,}00176$. Daraus folgt $n^2 = 1{,}00252$, ein Wert, der sich von der Dielektrizitätskonstanten $\varepsilon = 1{,}19$ sehr stark unterscheidet. Dies bedeutet also, daß auch bei Kaliumdampf im Ultraroten ein oder mehrere Absorptionsstreifen vorhanden sein müssen. Messungen darüber liegen bisher nicht vor.

1) P. V. Bewan, Proc. Roy. Soc. (A) **84**, 209, 1911.
2) K. Ebert, Boltzmann-Festschrift S. 448, 1904.

Wie bereits oben erwähnt, zeigt der Kaliumdampf bei der Kondensatortemperatur von 500° C oder 773 K eine nicht unerhebliche Leitfähigkeit. Daß diese weder von einem Versagen der Diamantenisolatoren noch von einer elektrolytischen Leitfähigkeit des Glases herrührt, geht daraus hervor, daß bei Verminderung der Dichte des Kaliumdampfes im Kondensator durch Abkühlen des

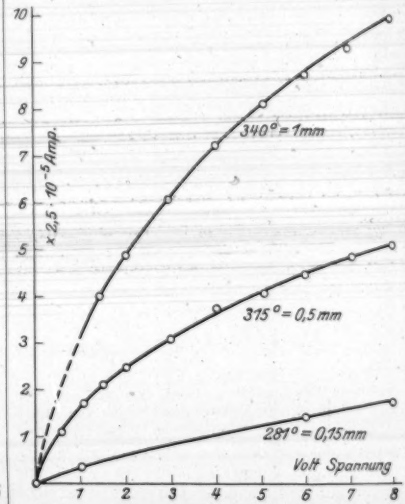


Fig. 5.

Ansatzrohres die Leitfähigkeit völlig wieder zurückging. Nur der geringe Bruchteil der Leitfähigkeit des Glases blieb übrig. Um die Leitfähigkeit des Dampfes zu untersuchen, wurden die Ströme zwischen den Kondensatorplatten beim Anlegen einer Spannung bis zu 8 Volt bei verschiedenen Dampfdrucken gemessen. Die obenstehende Fig. 5 gibt die gemessenen Stromstärken als Funktion der Spannung wieder; der geringe Betrag der elektrolytischen Leitfähigkeit des Glases, der auch ohne Kaliumdampf im Kondensator gemessen wurde, ist bereits subtrahiert. Es scheint, daß die Kurven mit Zunahme der Spannung sich der Sättigung nähern. Die hier gemessenen Endwerte bis 8 Volt sind, wie aus der Fig. 5 hervorgeht, dem Drucke nahezu proportional.

Der Dissoziationsgrad des Kaliumdampfes errechnet sich nach J. Eggert[1]), wenn man die

1) J. Eggert, Physik. Zeitschr. **20**, 570, 1919 und Lehrbuch der Physikal. Chemie, Leipzig 1926, S. 265.

Dissoziationswärme für die Abtrennung eines Elektrons $U_0 = 99{,}5$ kgcal setzt, für einen Druck von einem Tausendstel Atmosphäre zu etwa $= 10^{-12}$. Da das Gesamtvolumen zwischen den Kondensatorplatten etwa 20 cm³ beträgt, so würde bei einer Spannung von 8 Volt nur ein Strom von etwa 10^{-16} Amperes sich ergeben, während bei dieser Spannung ein Strom von etwa $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ Ampere gemessen wurde. Der Strom kann also nicht durch die Dissoziation des Kaliumdampfes bedingt sein, sondern muß durch die infolge der Anwesenheit des Kaliumdampfes stark erhöhten Elektronenemissionen der Kondensatorplatten herbeigeführt sein.

III. Versuch der Messung der Dielektrizitätskonstante des Rubidiumdampfes.

Der Meßkondensator wurde auch hier konstant auf 500° C gehalten, der Ansatz mit Rubidium beschickt. Aber schon bei einem Druck von 0,1 mm Quecksilber ergab sich eine so starke Änderung der Schwebungsfrequenz, daß sie unmöglich der Größe der Dielektrizitätskonstante des Rubidiumdampfes zuzuschreiben war. Bei einer Temperatur von 280° im Ansatzgefäß, entsprechend einem Rubidiumdampfdruck von 0,6 mm ergab sich eine Kondensatorverschiebung von 5 cm. Ihr würde eine Dielektrizitätskonstante des Rubidiumdampfes bei einer Temperatur von 500° C von $\varepsilon - 1 = 0{,}0056$ entsprechen. Bei Annahme der Proportionalität mit dem Drucke und Umrechnung auf 0° C würde sich die Dielektrizitätskonstante bei Normaldruck zu

$$\varepsilon = 203$$

ergeben. Dieser Wert erscheint als äußerst unwahrscheinlich groß und ist sicher entstellt durch die sehr beträchtliche Leitfähigkeit des Rubidiumdampfes, der bei Erhöhung des Druckes über 1 mm zum Erlöschen der Schwingungen führte. Eine Messung zeigte, daß die Leitfähigkeit des Rubidiumdampfes etwa zehnmal so groß wie die des Kaliums war.

Durch eine erhöhte Anodenspannung konnte zwar ein Einsetzen der Schwingungen wieder erzielt werden, aber bei einer geringen Steigerung des Dampfdruckes setzten die Schwingungen wieder aus. Eine Verminderung der Kondensatortemperatur auf 440° C ergab auch keine Besserung der Bedingungen. Die Leitfähigkeit des Rubidiumdampfes ist also doch zu groß, um eine hinreichend sichere Bestimmung der Dielektrizitätskonstante zu ermöglichen.

IV. Theoretische Betrachtungen.

Anhaltspunkte für die Änderungen, welche mit dem Metallatom bei dem Übergang in den flüssigen oder festen Aggregatzustand vor sich gehen und die Ungültigkeit der Clausius-Mosottischen Formel bedingen, wird man gewinnen können, wenn man Ansätze solcher gegenseitigen Beeinflussung der Metallatome schon bei höheren Dichten im dampfförmigen Zustand beobachten könnte. Bei den kleinen Dichten der Dämpfe, welche bei den eben geschilderten Messungen erreicht wurden (bei Quecksilberdampf 10 cm Druck, bei Kaliumdampf 1 cm Druck) haben sich solche noch nicht ergeben, bei ihnen war sogar einfach die um eins verminderte Dielektrizitätskonstante dem Druck direkt proportional. Man wird daher zu wesentlich höheren Drucken übergehen müssen. Das erscheint wenigstens bei Quecksilberdampf möglich, wenn man ihn bei dem zu 500° C zugehörigen Dampfdruck von 5 Atmosphären untersucht. Das soll in einer folgenden Arbeit untersucht werden.

In welcher Richtung solche Abweichungen vom normalen Verhalten der Dielektrizitätskonstanten mit zunehmender Dichte zu erwarten sind, darüber läßt sich theoretisch immerhin schon folgendes aussagen. Die Annäherung der Metallatome bei zunehmender Dichte wird eine Lockerung der für die dielektrische Polarisation maßgebenden Elektronen herbeiführen und dann natürlich eine Änderung ihrer Schwingungsfrequenz und eine Vergrößerung der Dielektrizitätskonstante pro Atom. Das hat auch K. F. Herzfeld[1]) dargelegt und eine Berechnung dieser Änderung der Schwingungsfrequenz angedeutet. Nach seiner Näherungsformel würde die Kraft, die das Elektron an das Atom bindet, gleich Null, die Schwingungsfrequenz ebenfalls gleich Null und also das Elektron abdissoziiert werden, wenn $1 = \frac{Rd}{M}$ wird, wo R die Molekularrefraktion und M das Molekulargewicht bedeutet. Mit dem Freiwerden der Elektronen würde das Eintreten der für den metallischen Zustand charakteristischen Leitfähigkeit gegeben sein. In dieser einfachen Form, die wohl den metallischen Charakter eines Elementes vorauszusagen gestattet, ist jedoch die Herzfeldsche Arbeit zur Berechnung der Dielektrizitätskonstante der Metalle im flüssigen oder festen Zustand nicht ausreichend, da nach ihr ja bei jenem Grenzfalle alle Elektronen abdissoziiert würden, was schon deshalb nicht sein kann, weil hierbei doch offenbar auch die Temperatur eine Rolle spielt. Erst Messungen der Dielektrizitätskonstanten der Metalldämpfe bei hinreichend hohen Dichten dürften genügende Anhaltspunkte zur Aufstellung einer Theorie ergeben, welche eine Extrapolation

1) K. F. Herzfeld, Phys. Rev. **29**, 701, 1927.

der Dielektrizitätskonstanten der Metalldämpfe auf den flüssigen und festen Zustand gestattet.

Zusammenfassung.

Es wurden die Dielektrizitätskonstanten des Quecksilber- und des Kaliumdampfes bei 312° bzw. 500° C und einem Druck bis zu 10 cm bzw. 1 cm Quecksilber gemessen. Die um eins verminderten Dielektrizitätskonstanten waren bei diesen Drucken den Dichten proportional. Die Maxwellsche Gleichung $\varepsilon = n^2$ ergab sich als nicht erfüllt, vielmehr war in beiden Fällen ε größer als n^2, woraus für beide Metalle wenigstens auf einen Absorptionsstreifen im Ultrarot zu schließen ist, dessen Wellenlänge sich für Quecksilberdampf zu etwa $1-2\,\mu$ berechnet. Eine Extrapolation der Dielektrizitätskonstanten der Metalldämpfe mit Hilfe der Clausius-Mosottischen Formel auf den flüssigen bzw. festen Aggregatzustand der Metalle war nicht möglich, da sich nach ihr eine negative Dielektrizitätskonstante berechnet. Es werden die Gründe hierfür angedeutet.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 4. April 1929.)

Beitrag zu R. Suhrmann, Wasserstoff-Ionen als Ursache für das Auftreten der lichtelektrischen spektralen Selektivität des Kaliums.

Von R. Fleischer.

Vor kurzem veröffentlichte R. Suhrmann zwei Arbeiten[1] [2], aus denen er schließt, daß die hohe lichtelektrische Empfindlichkeit des Kaliums im sichtbaren Gebiet des Spektrums auf H^+-Ionen zurückgeführt werden muß. Molekularer Wasserstoff übt danach keinen Einfluß auf die lichtelektrische Elektronenemission des Kaliums aus.

Es sollen im folgenden einige Beobachtungen mitgeteilt werden, die nach meiner Überzeugung manchem Forscher, der lichtelektrische K-Zellen herstellt, bekannt sind. So bedeutungslos diese Beobachtungen an und für sich zu sein scheinen, können sie aber doch dazu beitragen, einesteils den Schluß Suhrmanns aus seinen Arbeiten zu stützen; auf der anderen Seite hingegen geben sie Anlaß, eine Erscheinung bei der Deutung der Suhrmannschen Versuche zu berücksichtigen, die die Folgerung H^+-Ionen allein als Ursache der hohen Empfindlichkeit des Kaliums anzusprechen, nicht mehr eindeutig zuläßt. Zumindest müssen noch weitere Untersuchungen Klarheit schaffen.

Bei der Sensibilisierung lichtelektrischer Alkalizellen mit Hilfe von Glimmentladung, wie sie erstmalig von Elster und Geitel[1] beschrieben wurde, ist anzunehmen, daß Kalium in Dampfform (der Dampfdruck bei Zimmertemperatur reicht nicht aus) während des Sensibilisierungsvorganges in der Zelle vorhanden sein muß. Das zeigen folgende zwei Beobachtungen:

1. In einer Kaliumzelle herrsche ein Gasdruck von 0,1 mm Hg-Säule oder mehr. Das Kalium sei in dieser als so dünne Schicht auf der Glaswand niedergeschlagen, daß das Licht gerade nicht mehr hindurchgehen kann. Sensibilisiert man eine derartige Zelle, so ist die Kaliumschicht auf der Glaswand nach dem Durchgang der Glimmentladung stark durchlöchert. Das Kalium ist stellenweise zerstäubt worden. Es vereint sich, losgelöst von der Schicht, mit dem Wasserstoff, der in der Zelle vorhanden ist, und schlägt sich wieder als farbige Schicht nieder. Es ist hier eine dünnschichtige Zelle als Beispiel gewählt worden, weil an dieser die durchlöcherte Kaliumschicht sichtbar wird. Die Zerstäubung tritt bei Verwendung von Wechselspannung ebensogut wie bei Verwendung von Gleichspannung (Kalium als Kathode) ein, und ist auf Zellen verschiedener Schichtdicken zu verallgemeinern.

2. In der Beschreibung der Sensibilisierung von Alkalizellen durch Elster und Geitel[2] tritt die Färbung der Kaliumoberfläche und die Erhöhung der lichtelektrischen Empfindlichkeit gleichzeitig mit der Glimmentladung auf. Der Verf. konnte feststellen, daß die Gleichzeitigkeit der Glimmentladung einerseits mit der Färbung der Kaliumfläche und Erhöhung der lichtelektrischen Empfindlichkeit andererseits vom Gasdruck abhängig ist, der in der Zelle vorhanden ist. Die Gleichzeitigkeit tritt nicht auf, sobald der Druck in der Zelle geringer oder so gering ist, daß die Glimmentladung neben den farbigen Schichten stellenweise grüne Fluoreszenz zeigt (etwa 0,01 mm Hg-Säule). Diese Druckangabe kann nur als ungefährer Wert Geltung haben, da er in der kleinen Zelle nicht anders als durch die Glimmentladungsform bestimmt werden konnte. Auch die Färbung der K-Oberfläche beim Durchgang der Glimmentladung tritt nicht ein. Verdampft man aber kurze Zeit, nachdem die Entladung durch die Zelle gegangen ist, ohne die Erhöhung der Empfindlichkeit erreicht zu haben, an geeigneter Stelle in der Zelle ein kleines

1) R. Suhrmann, Physik. Zeitschr. **29**, 811, 1928.
2) R. Suhrmann u. H. Theissing, Zeitschr. f. Phys. **52**, 453, 1928.

1) I. Elster u. H. Geitel, Physik. Zeitschr. 11, 257, 1910.
2) I. Elster u. H. Geitel, l. c.

Tröpfchen Kalium, so verfärbt sich augenblicklich die Oberfläche und die lichtelektrische Empfindlichkeit steigt.

In folgender Tabelle seien für diesen Fall einige Beispiele angeführt. Nach der Glimmentladung tritt zuerst eine Abnahme der lichtelektrischen Empfindlichkeit ein, die möglicherweise auf Zerstörung der Oberflächenschicht zurückzuführen ist.

Es sind eingetragen die Empfindlichkeiten verschiedener K-Zellen vor der Glimmentladung, nach der Glimmentladung und nach nochmaligem Aufdestillieren einer kleinen Kaliummenge.

Ein Skalenteil bedeutet 4×10^{-10} Amp.

Die Zellen wurden mit einer Glühlampe von 50 Kerzen Lichtstärke belichtet. Die Entfernung zwischen Lichtquelle und Kaliumelektrode betrug 50 cm.

Als beschleunigende Spannung zwischen Netz und Kaliumelektrode dienen 100 Volt.

Der Durchgang der Glimmentladung dauert nur einige Sekunden.

Zelle	Lichtelektrischer Strom			Druck
	Vor der Glimmentladung	Nach der Glimmentladung	Nach nochmaliger Aufdest.	
c	103 Skt.	96 Skt.	129 Skt.	0,01
d	21 „	4 „	70 „	0,01
g	30 „	1 „	170 „	0,01

Verfärbung und Empfindlichkeitssteigerung sind gleichzeitig, fallen aber im Gegensatz zu 1. zeitlich nicht mit der Glimmentladung zusammen. Während der Verfärbung befindet sich auch hier Kalium in Dampfform in der Zelle. Das Kalium hat als Dampf Gelegenheit, sich mit dem Wasserstoff zu vereinigen. Die Frage, ob dies H^+-Ionen sein müssen, oder ob es auch molekularer Wasserstoff sein kann, bleibt in beiden Fällen unentschieden.

Eine dritte Methode, die Empfindlichkeit der K-Zellen ohne Anwendung der Glimmentladung zu steigern, zeigt deutlich, daß bei der Sensibilisierung das Vorhandensein dampfförmigen Kaliums wesentlich ist. Wird in eine Kaliumzelle bei einem Wasserstoffdruck von 0,5—1 mm Hg-Säule nochmals Kalium destilliert, so ist eine Empfindlichkeitssteigerung um etwa 25 Proz. der Anfangsempfindlichkeit zu erreichen. Dabei ist zu beachten, daß die Anfangsempfindlichkeit nicht sehr hoch sein darf. Vergleicht man die Steigerungen der Empfindlichkeit mit und ohne Glimmentladung untereinander, so zeigt sich, daß letztere wesentlich kleiner ist. Weiter ist zu beachten, daß auch mit Hilfe der Glimmentladung eine Steigerung der Empfindlichkeit über einen Höchstwert nicht erreicht wird.

Diese drei Methoden, die Empfindlichkeit lichtelektrischer K-Zellen zu erhöhen, haben gemeinsam, daß sich dampfförmiges Kalium mit Wasserstoff vereinigen und auf der Kaliumelektrode niederschlagen kann. Die so entstandene Schicht bedingt die größere Empfindlichkeit. Dabei ist nicht entschieden[1]), ob der Kaliumdampf sich mit neutralem Wasserstoff oder mit H^+-Ionen vereint. Dies bleibt weiteren Untersuchungen zur Entscheidung vorbehalten. Der größere Wert ist hier auf das Vorhandensein von dampfförmigem Kalium während des Sensibilisierungsprozesses gelegt.

Durch diese Tatsache verliert aber die oben angeführte Arbeit[2]) ihre Eindeutigkeit, da durch das Auftreffen der mit bis zu 300 Volt beschleunigten H^+-Ionen auf die Kaliumelektrode Kalium zerstäubt wird. Auch bei diesen Versuchen ist Kalium in Dampfform vorhanden.

Die Annahme Suhrmanns[3]) aus seinen Untersuchungen an auf Platinmohr niedergeschlagenen monoatomaren Kaliumschichten, daß molekularer Wasserstoff nicht als Ursache der Steigerung der lichtelektrischen Empfindlichkeit des Kaliums anzusehen ist, kann bei näherer Betrachtung der vorgelegten Meßergebnisse nicht als sicher bezeichnet werden. Die Kurven der Figuren 5 und 6 der zitierten Arbeit zeigen, daß die Änderung der Empfindlichkeit einer solchen Schicht nach Durchgang einer Glimmentladung etwa ebenso groß ist wie die Änderung der Empfindlichkeit der Schicht innerhalb 24 Stunden. Die Änderung beträgt in beiden Fällen 20 bis 30 Proz. des Anfangswertes je nach der aufgestrahlten Frequenz. Weiterhin tritt nach der Glimmentladung keine merkbare Verschiebung der lichtelektrischen langwelligen Grenze ein, die erwartet werden muß. (Vgl. die gleiche Arbeit, Fig. 3.) Die Abnahme der Empfindlichkeit der monoatomaren Kaliumschicht auf Platinmohr nach 24 Stunden kann damit erklärt werden, daß das niedergeschlagene Kalium sich mit der Zeit wieder von der Unterlage entfernt. Eine Tatsache, die an dünnen auf Glas niedergeschlagenen Kaliumschichten leicht festzustellen ist. Ebenso kann die starke Empfindlichkeitsabnahme nach Beladung mit Wasserstoff auf Entfernung eines Teiles des auf das Platinmohr niedergeschlagenen Kaliums infolge des Einlassens und Abpumpens des Wasserstoffes zurückgeführt werden. Auf diese Weise findet auch die Eigentümlichkeit eine Deutung, daß nach Aufbringen einer weiteren

1) Selbst bei der dritten Methode möchte ich das Vorhandensein von H^+-Ionen als möglich betrachten.

2) R. Suhrmann, Physik. Zeitschr. **29**, 811, 1928.

3) R. Suhrmann u. H. Theissing, Zeitschr. f. Phys. **52**, 453, 1928.

Kaliumschicht wieder die ursprüngliche Empfindlichkeit erreicht wird.

Zusammenfassung.

Es wird an Hand von Sensibilisierungsmethoden lichtelektrischer K-Zellen gezeigt, daß dampfförmiges Kalium (der Dampfdruck des Kaliums bei Zimmertemperatur reicht nicht aus) bei der Steigerung der lichtelektrischen Empfindlichkeit eine wesentliche Rolle spielt. In diesem Zustande vereinigt sich das Kalium mit dem vorhandenen Wasserstoff. Ob dies H^+-Ionen sein müssen oder auch neutraler Wasserstoff sein kann, bleibt unentschieden.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, am 2. März 1929.

(Eingegangen am 21. März 1929.)

Über den photoelektrischen Effekt des Aluminiums und seiner Amalgame. I.

Von A. Smits und H. Gerding.

Inhalt.

In Zusammenhang mit den Resultaten früherer Messungen des elektromotorischen Verhaltens von Aluminium und seinen Amalgamen wurde erwartet, daß das Studium des photoelektrischen Effektes, welches hier einwandsfrei auszuführen war, wichtige Ergebnisse liefern würde.

Die erhaltenen Resultate haben in der Tat diese Vermutung bestätigt. — Amalgame mit sehr geringen Mengen Quecksilber gaben einen photoelektrischen Effekt 4—5mal stärker als reines Aluminium, ein Verhalten, welches auf eine Änderung des inneren Zustandes des Aluminiums hinweist.

Es wird gezeigt, daß dieses in Übereinstimmung mit der Theorie der Allotropie ist, so daß das gefundene Verhalten eine wichtige Stütze für diese Theorie bildet.

1. Unsere Potentialmessungen von reinem Aluminium und seinen Amalgamen[1]) in einer vollkommen konstant gewordenen Aluminium-Azetylazetonat-Lösung zeigten, daß das negative Potential der Aluminium-Quecksilberlegierungen bei steigender Quecksilbermenge anfangs außerordentlich stark ansteigt.

Während für das Potential des reinen passiven Aluminiums bezüglich der $1 = n$ Kalomel-Elektrode — 0,74 V. gefunden wurde, war das Potential bei den Mischkristallen mit 0,35 Atm. Proz. Hg bis zu — 1,465 V. angestiegen. Bei Quecksilberkonzentrationen oberhalb 0,35 Atm. Proz. Hg sank das Potential wieder und von 0,78 bis zu 99,97 Atm. Proz. Hg war das Potential konstant — 1,390 V.

Durch Extrapolation der E, x-Kurve für die Mischungen von 0,35 Atm. Proz. bis zu 0,78 Atm. Proz. Hg wurde als wahrscheinlichster Wert für das reine aktive Aluminium das Potential — 1,520 V. gefunden. Die Potentialdifferenz zwischen dem gewöhnlichen reinen, passiven Aluminium und dem reinen aktiven Aluminium würde also etwa 780 m V. betragen. Bemerkenswert ist es weiter, daß, wie wir fanden, Aluminium in einer stark alkalischen Lösung ebenfalls ein stark negatives Potential zeigt.

Über das Wesen der Passivität, welche bei verschiedenen Metallen auftritt, herrschen immer noch große Meinungsverschiedenheiten. Einerseits wird angenommen, daß durch chemische Einwirkung wie z. B. durch Einwirkung von Salpetersäure gewisser Konzentration auf Eisen und bei anodischer Polarisation ein Oxydhäutchen gebildet wird, welches die Ursache der Passivität sein würde[1]). Andererseits wird die Passivität einer Änderung des inneren Zustandes des Metalles in der Oberflächenschicht zugeschrieben[2]). Eine Entscheidung zwischen diesen Theorien wird bei Eisen sehr erschwert, weil es z. B. nicht möglich ist, passives und aktives Eisen in scharf definiertem Zustand ohne Gasbeladung usw. auf physikalischem Wege genau zu untersuchen.

Zwar hat H. Stanley Allen[3]) versucht, die Entscheidung durch das Studium des photoelektrischen Effektes bei aktivem Eisen (durch kathodische Polarisation erhalten) und bei passivem Eisen (durch anodische Polarisation erhalten) herbeizuführen, aber die Schlüsse waren nicht einwandsfrei.

Es stellte sich zwar heraus, daß aktives Eisen einen stärkeren Elektronenstrom liefert als das passive Eisen, aber wir haben es hier zu gleicher Zeit mit einer Nebenerscheinung zu tun, welche die Interpretation der Resultate erschwert. — Es wurde nämlich nicht nur bei den photoelektrischen Messungen, sondern auch bei den Messungen der thermischen Elektronenemission[4])

1) Zeitschr. f. Elektrochem. **30**, 423, 1924; **31**, 304, 1925.

1) Z. B. U. R. Evans, Journ. Chem. Soc. London 1020, 1927; 92, 1929.

2) Smits, vergl. Kon. Akad. v. Wet. **22**, 642, 1913, „Die Theorie der Allotropie", S. 140 usw.; Gerding u. Karssen, Zeitschr. f. Elektrochem. **31**, 135, 1925; W. J. Müller, Zeitschr. f. Elektrochem. **34**, 571, 1928.

3) H. St. Allen, Proc. Roy. Soc. London **88**, 70, 1913.

4) H. St. Allen, Photo-electricity 1925; B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen 1928. O. W. Richardson, The Emission of Electricity from hot bodies 1921.

gefunden, daß absorbierte Gase einen großen Einfluß auf den Elektronenstrom ausüben. — So verursacht z. B. Wasserstoff bei Metallen eine starke Zunahme der thermischen Emission (Richardson, S. 117 usw., Gudden, S. 58), während Sauerstoff im allgemeinen eine Abnahme der photoelektrischen Emission bei Metallen verursacht.

Bei kathodischer resp. anodischer Polarisation, wobei sich an der Eisenoberfläche Wasserstoff resp. Sauerstoff entwickelt, kann man also schon ausschließlich auf Grund dieses Umstandes eine starke Differenz in der photoelektrischen Emission dieser zwei so erhaltenen Oberflächen erwarten.

Nun würde man zwar durch langes starkes Erhitzen im Vakuum die Gase teilweise austreiben können, aber dann würde das passive Eisen aktiv werden. Die photoelektrischen Messungen von C. Becker und H. Hilberg[1]) an Chrom und Eisen, konnten aus denselben Gründen keine zuverlässige Entscheidung geben, wie diese Autoren auch selbst bemerken.

Wir können also sagen, daß es beim Eisen vorläufig unmöglich scheint, dem physikalischen Unterschied zwischen dem aktiven und passiven Zustand näher zu treten.

Ganz anders liegt die Sache glücklicherweise bei Aluminium, und dieses ist offenbar das einzige Metall, das sich zum näheren Studium so außerordentlich günstig verhält. Das gewöhnliche passive Aluminium ist nämlich sehr gut in diesem Zustand aufrecht zu erhalten und eignet sich daher vorzüglich für ein physikalisches Studium.

Für das aktive Aluminium, durch Auflösen geringerer Quantitäten Quecksilber erhalten, gilt dasselbe. — Man kann das aktive Aluminium erhalten dadurch, daß man Aluminium und Quecksilber bei höheren Temperaturen im Hochvakuum miteinander in Berührung zu einer homogenen Flüssigkeit schmilzt.

Ein solches Amalgam hat dieselben elektrochemischen Eigenschaften wie ein Amalgam, welches auf die gebräuchlichere Weise, nämlich durch Eintauchen von mittels Salzsäure geätztem Aluminium in eine Lösung von Sublimat erhalten wird. Die bei höheren Temperaturen erhaltenen Amalgame haben aber den Vorteil, daß wegen der besser definierten Oberflächen die Potentialwerte gut reproduzierbar sind. Die auf diese Weise bereiteten Amalgame eignen sich vorzüglich zum Studium des photoelektrischen Effektes, da sie nicht mit Lösungen in Berührung gekommen sind und deshalb sehr wenig Gas enthalten. Außerdem sind, sowohl das Aluminium als die Amalgame, im Hochvakuum ausgeglüht. Wichtig ist auch, das ein Amalgam mit z. B. 0,26 Atm. Proz. *Hg* denselben Gasgehalt besitzen wird, als das reine Aluminium, da nicht anzunehmen ist, daß die sehr geringen Quantitäten Quecksilber einen merkbaren Unterschied in dem Gasgehalt des Aluminiums verursachen könnten.

Es ist daher einleuchtend, daß man bei dem Studium des photoelektrischen Effektes in dem Fall von Aluminium nicht die Schwierigkeiten zu fürchten hat, welche bei Eisen unüberwindlich waren. — Und es schien also sehr wahrscheinlich, daß es möglich sein würde, festzustellen, ob der Zustand von gewöhnlichem, inaktivem Aluminium und von reinen, aktiven Amalgamen im trocknem Zustand, ohne jemals mit einer Flüssigkeit in Berührung gewesen zu sein, in der Tat physikalisch verschieden sind.

2. Unsere Untersuchungen über den photoelektrischen Effekt des Aluminiums und seiner Amalgame, welche wir schon 1925[1]) ankündigten, welche aber durch verschiedene Umstände stark verzögert wurden, haben in der Tat das erwartete Resultat gegeben. — Es stellte sich, um ein Beispiel zu nennen, heraus, daß Aluminium und ein Amalgam von Aluminium mit 0,26 Proz. *Hg* sich photoelektrisch sehr verschieden verhalten, in dem Sinne, daß der Elektronenstrom bei dem Amalgam vier- oder fünfmal so stark ist, als bei dem inaktiven reinen Aluminium.

Ehe wir hierauf weiter eingehen, scheint es erwünscht, etwas mehr über die Bereitung der Amalgame mitzuteilen.

Die untersuchten Amalgame wurden erhalten durch Erhitzung gewogener Quantitäten Aluminium und Quecksilber in zugeschmolzenen, hoch evakuierten Röhren von schwerschmelzbarem Glas unter Schütteln auf 700°. Um vergleichbare Zustände zu bekommen, wurde das reine Aluminium, ohne Zufügen von Quecksilber, auf dieselbe Weise behandelt. — Es stellte sich heraus, das ein Unterschied zwischen diesem im Hochvakuum geschmolzenen Aluminium und dem gewöhnlichem, reinen Aluminium nicht besteht.

Der photoelektrische Effekt wurde mittels einer gewöhnlichen photoelektrischen Einrichtung gemessen[2]). Die photoelektrische Zelle war unter Zwischenschaltung einer *Hg*-Falle mit einer Quecksilberdiffusionspumpe und Kapselpumpe verbunden. Das Licht einer Heraeus-Quecksilberquarzlampe ging durch einen Hilger-Monochromator und erreichte nach Durchgang einer aufgekitteten planparallelen Quarzplatte

1) Zeitschr. f. Elektrochemie **31**, 31, 1925.

1) Zeitschr. f. Elektrochemie **31**, 304, 1925.

2) Eine ausführliche Beschreibung des Apparates wird in kurzer Zeit publiziert werden.

das Aluminium resp. das Amalgam. — Die unter dem Einfluß des Lichtes emittierten Elektronen wurden durch ein mit *CuO* bedecktes *Cu*-Netz, welches auf dem positiven Potential von 50 V konstant gehalten wurde, weggefangen und die positive Aufladung des belichteten Metalles mittels eines empfindlichen Elektrometers gemessen.

Das Aluminium oder das Amalgam wurde mit einer Feile poliert, mit Filtrierpapier fest abgerieben und dann rasch in den Apparat eingeführt, welcher darauf sofort schnell evakuiert wurde.

Der Apparat enthielt eine elektromagnetische Schabvorrichtung, so daß die Oberfläche des Aluminiums resp. des Amalgams im Hochvakuum erneuert werden konnte.

Um mögliche Amalgamierung des reinen Aluminiums, durch eventuell aus vorher untersuchten Amalgamen stammende Quecksilberspuren im Apparat auszuschließen, wurde erst reines Aluminium untersucht und danach die Amalgame.

Die Resultate waren folgende[1]):

Wellenlänge des Lichtes	Zeit für 30 cm Ausschlag des Elektrometers in Sekunden	
	Reines Aluminium	Amalgamiertes Aluminium mit 0,26 Atm. Proz. *Hg*
2536,5	19,8	5,8
2653,7	78	22,3
3021,5	232	52,3
3125,6 [2])	102 [2])	22,6 [2])
3341,5	4140	920
3650,1	7700	1280

Die hier gegebenen Zahlen in den Kolumnen 2 und 3 beziehen sich auf dieselbe Lichtintensität bei derselben Wellenlänge. Der photoelektrische Effekt ging mit der Zeit ein wenig zurück, konnte aber durch schaben im Vakuum wieder auf den ursprünglichen Wert gebracht werden. — Wie die Tabelle zeigt, ist die Aktivität des amalgamierten Aluminiums hier also vier- oder fünfmal größer als die des reinen Aluminiums und es leuchtet ein, daß auch die Werte der Grenzwellenlänge sehr verschieden sind.

Es hat sich hier also gezeigt, daß das amalgamierte Aluminium unter dem Einfluß des Lichtes mehr Elektronen aussendet als reines Aluminium, was also einer Änderung des Metalles zugeschrieben werden muß.

1) Einige andere experimentelle Daten mit Amalgame anderer Zusammensetzung erhalten, werden in nächster Abhandlung mitgeteilt werden.

2) Die kleinen Zeitwerte von 102 und 22,6 bei der Wellenlänge 3125,6 werden durch die relativ große Intensität dieser Linie verursacht.

3. Jetzt wollen wir das erhaltene Resultat im Lichte der früher gegebenen Theorie betrachten.

Die Theorie der elektromotorischen Gleichgewichte, welche aus der Theorie der Allotropie hervorgegangen ist, geht von der Annahme aus, daß in einem Metall, Atome, Ionen und Elektronen existieren, welche, wenn das Metall sich wie ein System von einer Komponente verhält, miteinander in innerem Gleichgewicht sind.

Im einfachsten Fall, d. h. beim Auftreten von nur einer Ionenart, läßt sich das innere Gleichgewicht also auf folgende Weise angeben:

$$M_s \rightleftarrows M_s^{\nu} + \nu\Theta_s$$

Dieses Bild soll zum Ausdruck bringen, daß die Elektronen abwechselnd gebunden und frei sind. Als dieses Bild zum ersten Male (1913) gegeben wurde[1]), war die Elektronentheorie von Lorentz, welche freie Elektronen voraussetzte und diese wie ein Gas betrachtete, schon allgemein anerkannt. Später erhoben sich Schwierigkeiten, welche verschiedene Forscher, u. a. Frenkel und Höjendahl zur Auffassung führten, daß die Elektronen nicht frei sind, sondern von dem einen Atom zu dem andern überspringen. — In der letzten Zeit aber hat Sommerfeld bei Anwendung der Fermischen Statistik die Annahme freier Elektronen wieder gerettet, wobei das Elektronengas wie ein entartetes Gas betrachtet wird, und wir können also ohne Bedenken obenstehendes Bild aufrechterhalten.

Wie gesagt, stellt dieses Bild den einfachsten Fall dar; meistens werden Ionenarten verschiedener Valenz existieren und dann ist das kompliziertere Bild folgendes:

$$M_s \rightleftarrows M_s^{\nu_1} + \nu_1\Theta_s$$

$$M_s \rightleftarrows M_s^{\nu_2} + \nu_2\Theta_s$$

$$M_s^{\nu_1} \rightleftarrows M_s^{\nu_2} + (\nu_2 - \nu_1)\Theta_s$$

Nach der Theorie der elektromotorischen Gleichgewichte kann ein Metall durch rasches Lösen chemisch oder elektrolytisch, oder auch durch Angriffe anderer Art gestört werden, weil die Elektronen und Ionen relativ so schnell entzogen werden, daß sie, und zwar besonders unter hemmenden Einflüssen, nicht rasch genug nachgeliefert werden können, um das innere Gleichgewicht aufrechtzuerhalten.

Ungeachtet dessen, daß also das innere Gleichgewicht nicht mehr besteht, läßt sich nun, wie dieses in der Theorie der Allotropie geschehen ist, nachweisen, daß diese Störung zu einer Änderung des elektrischen Potentials und sogar zur Passivität führt. — Bei den Metallen, welche

1) Smits, l. c.

verschiedenwertige Ionenarten enthalten, — und diese Metalle scheinen, was die Passivitätserscheinung anbelangt, wohl stark bevorzugt zu sein, — ist die Potentialänderung hauptsächlich der Anreicherung in der Oberflächenschicht an der edleren Ionenart zuzuschreiben. — Diesen Vorstellungen nach ist also der gestörte Zustand ein Zustand, welcher wenigstens in der Oberflächenschicht zu wenig Ionen und Elektronen und oft zu viel Ionen höherer Valenz enthält.

Unserer Meinung nach würde das gewöhnliche passive Aluminium sich in diesem Zustand befinden und Spuren Quecksilber würden veranlassen, daß das innere Gleichgewicht sich einstellt, was mit einer Zunahme der Anzahl elektrisch geladener Teilchen, Ionen und Elektronen, verbunden sein würde.

Wenn diese Vorstellung richtig war, so meinten wir, würde der photoelektrische Effekt von amalgamiertem Aluminium stärker sein als von reinem Aluminium und dieses war die Überlegung, welche uns zu den hier mitgeteilten Versuchen führten. — Diese Versuche haben unsere Erwartungen bestätigt und wir meinen, daß der gegebenen Theorie damit eine wichtige Stütze gegeben worden ist.

Zusammenfassung.

Die früher von anderen Autoren ausgeführten Messungen des photoelektrischen Effektes bei aktivem und passivem Eisen waren auf Grund der Anwesenheit von absorbierten Gasen nicht einwandsfrei, so daß es bei dem Metall Eisen auf diese Weise nicht gelang, den physikalischen Unterschied zwischen dem aktiven und passiven Zustand näher zu studieren.

Weil das Aluminium sich im Gegensatz zu dem Eisen außerordentlich günstig verhält, und die Schwierigkeiten, welche bei Eisen unüberwindlich sind, hier nicht zu fürchten waren, wurde das photoelektrische Studium des Aluminiums und seiner Amalgame unternommen.

Das Resultat war, daß sehr geringe Mengen Quecksilber einen vier- bis fünfmal stärkeren photoelektrischen Effekt und eine Verschiebung der Grenzwellenlänge verursachten, was einer Änderung des inneren Zustandes des Aluminiums zugeschrieben werden muß.

Im Zusammenhang mit dem schon früher gefundenen Einfluß geringer Quantitäten Quecksilber auf das elektromotorische Verhalten des Aluminiums und auf Grund der Theorie der Allotropie wurde dieses Resultat erwartet. — Diese Theorie weist daraufhin, daß passives Aluminium nicht im inneren Gleichgewicht ist, sondern einen gestörten Zustand des Aluminiums darstellt, welcher zu wenig Ionen und Elektronen enthält. — Spuren von Quecksilber führen das Metall zu innerem Gleichgewicht, was mit einer Zunahme der Anzahl Ionen und Elektronen verbunden ist. Es leuchtet ein, daß diese sich u. a. äußern muß in einer Verstärkung des photoelektrischen Effektes, welche in der Tat gefunden worden ist.

Amsterdam, Laboratorium für allgemeine und anorganische Chemie der Universität, 9. März 1929.

(Eingegangen 14. März 1929.)

Ein Demonstrationsapparat zum Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz[1].

Von F. A. Schulze.

Das Maxwellsche Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten der Moleküle eines Gases sagt aus, daß die Anzahl derjenigen Moleküle eines Gases mit N Molekülen, für welche der Absolutwert der Geschwindigkeit — unabhängig von der Richtung — zwischen c und $c + \Delta c$ liegt, gegeben ist durch:

$$\Delta N_c = \frac{4\beta^3}{\sqrt{\pi}} N c^2 e^{-\beta^2 c^2} \Delta c^{2}). \qquad (1)$$

Hierin ist β eine von der Molekülmasse μ und der Temperatur T abhängige Konstante,

$$\beta^2 = \frac{\mu}{2kT}.$$

(k = Boltzmannsche Konstante). Ist c_w die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, so ist $\beta = \frac{1}{c_w}$. Die „Verteilungsfunktion“

$$\varphi(c^2) = \frac{4\beta^3}{\sqrt{\pi}} c^2 e^{-\beta^2 c^2} \qquad (2)$$

verläuft bekanntlich so, daß φ für $c = 0$ und $c = \infty$ Null ist und ein Maximum bei $c_w = \frac{1}{\beta}$ hat.

Dagegen ist die Zahl derjenigen Moleküle, für welche die x-Komponente der Geschwindigkeit zwischen u und $u + \Delta u$ liegt, gegeben durch

$$N \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} e^{-\beta^2 u^2} \Delta u. \qquad (3)$$

Die hierfür maßgebende Verteilungsfunktion ist das Gaußsche Fehlerverteilungsgesetz

$$\psi(u) = \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} e^{-\beta^2 u^2}; \qquad (4)$$

1) Demonstriert in der Sitzung des Gauvereins Hessen der D. Phys. Ges. vom 14. Juli 1928.

2) Siehe z. B. Cl. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik **2**, 1. S. 339 ff.

sie fällt von dem Maximum für $u = 0$ in der bekannten Glockenform asymptotisch zu Null ab.

Diese letztere Funktion läßt sich sehr schön durch das sog. „Galtonsche Brett" demonstrieren. Bei diesem ist u in ein vertikal stehendes Brett schachbrettartig Nägel eingeschlagen. Hirsekörner, die oben durch einen Trichter auf diese Nagelreihen auffallen, werden dabei nach dem Zufall jedesmal nach rechts oder links — in einer Dimension — zur Seite abgelenkt und treffen daher unten nach Passieren aller Nagelreihen in einem gewissen Abstand von der vertikalen Mittellinie nach rechts oder links auf. Hier werden sie in nebeneinander befindlichen ebenfalls vertikal stehenden oben offenen, unten auf der gemeinsamen Horizontalbasis geschlossenen schmalen gleich breiten Kästen aufgefangen und so nach ihrer seitlichen Abweichung sortiert. Da es am wahrscheinlichsten ist, daß die Abweichungen nach links und rechts sich aufheben, fallen die meisten Körner in das mittlere Fach, stehen also dort am höchsten. Je weiter ein Kasten von der Mitte nach rechts oder links entfernt ist, desto weniger Körner fallen in ihn hinein. Die Kurve, welche so vom oberen Rand der aufgefangenen Körner in der Kastenreihe entsteht, hat völlig den Typus der Gaußschen Fehlerverteilungskurve (4).

Zur Demonstration der Kurve (3), der eigentlichen „Verteilungfunktion" des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes,

$$\varphi(c^2) = A\, c^2 e^{-\frac{c^2}{c_w^2}}$$

die sich auf den Geschwindigkeitsbetrag ohne Rücksicht auf die Richtung der Geschwindigkeit bezieht, dient nun der nachstehend beschriebene Apparat. Es ist dabei der Fall eines sogenannten zweidimensionalen Gases angenommen, bei dem sich die Moleküle nicht im Raum, sondern nur in einer Ebene bewegen. Durch einfache Überlegungen ergibt sich hier als Verteilungsfunktion ψ

$$\psi(c) = 2\beta^2 c e^{-\beta^2 c^2}. \qquad (5)$$

Der Unterschied gegen das dreidimensionale Gas besteht im wesentlichen nur darin, daß $e^{-\beta^2 c^2}$ nicht mit c^2, sondern mit c multipliziert ist. Die Funktion ψ hat denselben typischen Verlauf wie die Funktion φ des dreidimensionalen Gases. Sie ist auch Null für $c = 0$ und $c = \infty$ und hat ein Maximum für $c_w = \frac{1}{\sqrt{2}\,\beta}$. (Die Abweichung der Schüsse auf eine Scheibe vom Zentrum ohne Rücksicht auf die Richtung der Abweichung hat denselben Verlauf). Durch Ausgestaltung des Galtonschen Bretts ins zweidimensionale ist der folgende Apparat entstanden. (S. die Photographie in Fig. 1, Aufriß und Grundriß in Fig. 2 und 3). Durch den Trichter fallen Hirsekörner durch das System S von 22 parallel zueinander horizontal liegenden Sieben von je 33 × 33 cm Fläche. Diese bestehen aus rechtwinklig sich kreuzenden Drähten (Drahtabstand 6—7 mm) und sind derartig übereinander im Abstand von 1 cm angeordnet, daß sie abwechselnd in den zwei zueinander senkrechten Richtungen um einen halben Drahtabstand ver-

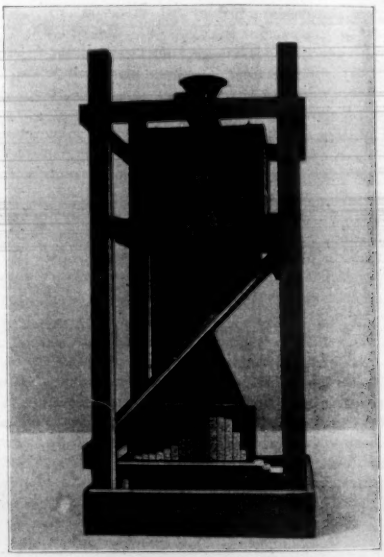


Fig. 1.

setzt sind, so daß der Kreuzpunkt der Drähte der gradzahligen Gitter in den Maschenmittelpunkt der ungradzahligen fällt. Beim Auftreffen auf die Stäbe des Netzes S erhalten die Körner Abweichungen von der vertikalen Mittelachse mit verschiedensten Komponenten nach rechts-links oder vorn-hinten. Die Körner fallen dann in einen Sammelapparat V, bestehend aus 13 konzentrisch angeordneten zylindrischen Röhren, deren obere Ränder sämtlich in der horizontalen Fläche AB dicht unter dem untersten Sieb liegen. Die Radien dieser Röhren betragen 1, 2, 3, ... 15 cm. Für alle Körner, die in den Ringraum zwischen zwei benachbarten Röhren fallen, liegt also die Abweichung von der Mittelachse unabhängig von der Richtung zwischen denselben bestimmten Grenzen. Um nun das

Prinzip der Absammlung zu verwirklichen, sind zunächst die unteren Ränder der zylindrischen Röhren auf die schräg unter 45° liegende elliptische Platte CD aufgelötet. In der unteren Hälfte der langen Achse dieser Platte ist ein flacher kastenförmiger Leitapparat L angesetzt, der durch die Öffnungen o mit den 15 Ringräumen in Verbindung steht und durch zwischengelötete Wände w die in jedem Ringraum angesammelte Kornmenge für sich dem Endsammelapparat K zuführt. (Die Öffnungen, welche die konzentrischen Ringräume des Röhrensystems mit dem Leitapparat L verbinden, sind in Fig. 3 als schwarze Flächen dargestellt.) Wie der entsprechende Sammelteil des Galtonschen Brettes besteht K aus einem flachen vertikal stehenden Kasten von derselben Breite, Länge

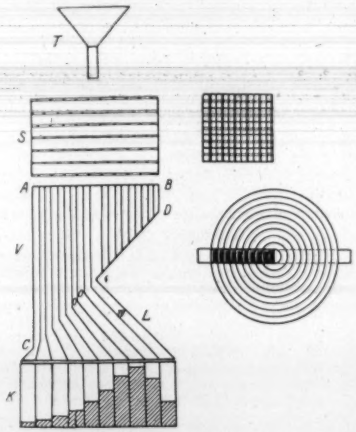


Fig. 2 und 3.

und Tiefe wie der an die elliptische Grundplatte angesetzte Teil, und ist durch Wände in 15 Abteilungen geteilt, die mit den Ausführungsöffnungen korrespondieren, welche an der elliptischen schrägen Grundplatte CD angebracht sind. Die Vorderseite von K ist als Glaswand ausgebildet, um die entstehende Kurve sichtbar werden zu lassen. (Fig. 2 und 3 sind gegenüber der wirklichen Ausführung der Deutlichkeit wegen etwas vereinfacht.) In Fig. 1 ist die entstandene Kurve zu sehen.

Natürlich ist eine vollkommene Übereinstimmung der experimentell erhaltenen Kurve mit der theoretischen nicht zu erwarten. Die Prüfung wäre etwa so vorzunehmen:

Es ist $dN = b\,c\,e^{-\frac{c^2}{2c_w^2}}\,dc = -a\,d\left(e^{-\frac{c^2}{c_w^2}}\right)$,

wo a und b Konstanten sind. Mithin ist die Zahl $N_{\delta\varepsilon}$ der Moleküle (Körner) ,deren Geschwindigkeit (Abweichung von der Mittelachse) zwischen $\delta \cdot c_w$ und $\varepsilon \cdot c_w$ liegt,

$$N_{\delta\varepsilon} = a\left[e^{-\frac{1}{2}\delta^2} - e^{-\frac{1}{2}\varepsilon^2}\right].$$

Bei dem Versuche sind die aufeinanderfolgenden Grenzen

$$c_0 = 0,\ c_1 = \gamma c_w,\ c_2 = 2\gamma c_w, \ldots c_n = n\gamma c_w;$$

mithin

$$N_{01} = a\left[1 - e^{-\frac{1}{2}\gamma^2}\right],$$

$$N_{12} = a\left[e^{-\frac{1}{2}\gamma^2} - e^{-\frac{1}{2}(2\gamma)^2}\right],$$

$$N_{23} = a\left[e^{-\frac{1}{2}(3\gamma)^2} - e^{-\frac{1}{2}(4\gamma)^2}\right] \ldots.$$

Die Verhältnisse der aufeinanderfolgenden Höhen der Hirsekornsäulen in den Kästen des Endauffangapparates K müßten also gleich den Verhältnissen der entsprechenden Zahlenwerte der $N_{01}, \ldots$ sein (γ ist eine durch kurzes Probieren leicht annähernd zu ermittelnde Zahl). Die Berechnung ergab, daß für die ersten sechs Höhen eine befriedigende Übereinstimmung zu erzielen war, während sich für die folgenden Höhen um so größere Abweichungen von der Rechnung ergaben, je größeren Entfernungen von der Mittelachse sie entsprachen. Dies rührt wohl zum Teil davon her, daß in diese Kästen auch durch Reflexion von den Wänden einige Körner gelangen, die in Wirklichkeit weiter nach außen abgelenkt wären. Dieser Fehler macht sich übrigens auch bei dem Galtonschen Brett bemerkbar. Es fallen hier in die beiden äußersten Kästen, die ja am allerwenigsten Körner enthalten sollten, oft etwas mehr Körner als in die beiden benachbarten nach innen folgenden. Man kann direkt sehen, daß dies durch die Reflexion an den Seitenwänden entsteht. Bei einer geplanten kleinen Abänderung des Apparates soll dies vermieden und auch darauf gesehen werden, die Dimensionen des Apparates möglichst zu verringern.

Herrn Dr. F. Strieder danke ich herzlich für seine dauernde wertvolle Hilfe bei der Konstruktion des Apparates. Herrn Sckell bin ich für Anfertigung der Photographie zu Dank verpflichtet.

Marburg i. H., Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 20. März 1929.)

BESPRECHUNGEN.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil II: Integralrechnung. Unendliche Reihen. Vektorrechnung nebst Anwendungen. (Teubners mathematische Leitfäden, Bd. 22.) Kl.-8°. VIII u. 201 S. Mit 96 Fig. im Text. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1929. Kart. RM 6.40.

Wie im Titel angedeutet, bringt dieser zweite Teil des Leitfadens das Wichtigste aus Integralrechnung und Reihenlehre, wobei wiederum auf die Anwendungen Rücksicht genommen wird. Den Schluß bilden Ausführungen über Determinantentheorie, Auflösung linearer Gleichungen und Vektorrechnung nebst Anwendungen auf Geometrie und Mechanik. Der Verfasser hat, wie schon bei Besprechung des ersten Teiles hervorgehoben wurde, die so schwierige Aufgabe gelöst, auf verhältnismäßig kleinem Raum eine Fülle von Stoff sehr übersichtlich und (bei aller Strenge) sehr verständlich darzustellen. Auch der zweite Teil ist deshalb als vorzüglicher Leitfaden zu empfehlen. Haupt.

L. Bull, La Cinématographie. Gr. 16°. VIII u. 180 S. Mit 44 Fig. (Collection A. Colin.) Paris, A. Colin. 1928. 9 fr., geb. 10 fr. 25.

Ausgehend von den mechanischen Registriermethoden von Bewegungsvorgängen führt uns der Verfasser ein in das weite Gebiet der Kinotechnik, schildert in Wort und Bild die modernen Aufnahme- und Vorführungsapparate, behandelt sowohl die Trickaufnahmen, wie auch die technischen Methoden zur Erzielung der Projektion in natürlichen Farben und der Reliefprojektion, ebenso die wissenschaftlichen Methoden zur Analyse von Bewegungsvorgängen und zum Schluß folgt eine kurze Übersicht über die chronologische Entwicklung der Kinotechnik.

Entsprechend den Tendenzen der Sammlung Colin ist das Heft zur Einführung in das Gebiet der Kinomathographie wohl geeignet. Linnemann.

P. Duckert, Zur Frage der Küstenbrechung und Peilschwankung elektromagnetischer Wellen. Sonderdruck aus Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. XIV. Bd. 1928. Heft 3. S. 154—61. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1928.

Der Verfasser kommt, gestützt auf umfangreiches Beobachtungsmaterial, zu der Ansicht, daß die an der Küste beobachteten Peilstrahlschwankungen elektromagnetischer Wellen in ausschlaggebender Weise durch meteorologische Einflüsse der untersten Atmosphärenschichten hervorgerufen werden. Diese brauchen jedoch nicht durch die Gesamtwetterlage gegeben zu sein, sondern können auch orographischen Verhältnissen entspringen, die bei geeigneten Windrichtungen lokale Aufgleitbewegungen der Atmosphäre mit instabilem Charakter erzeugen. Als notwendige Bedingung für das Auftreten von Schwankungen der Peilrichtung wird, wofür auch gleichzeitig ausgeführte Gegenpeilversuche sprechen, das Vorhandensein einer in Bodennähe gelegenen Temperaturinversion mit nach oben zunehmender oder mindestens gleichbleibender spezifischer Feuchtigkeit angesehen. Gegen diese „Küsteneinflüsse" ist der nicht bestrittene Effekt der „Küstenbrechung" verhältnismäßig klein und die experimentell exakte Erfassung seiner Gesetzmäßigkeit dadurch sehr erschwert. Bei dahingehenden Versuchen und Messungen ist deshalb die aerologische Erforschung des jeweiligen Zustandes der unteren Luftschichten bis in eine Höhe von etwa 1000 m unerläßlich.

Der systematischen Erforschung der Peilschwankungen und der viel umstrittenen Frage der Küstenbrechung wird die Arbeit gute Dienste leisten, wenn durch weitere Beobachtungen die aus den bisherigen Unterlagen gezogenen Schlüsse erhärtet sind.

Gloeckner.

R. Gans, Der Zufall in der Physik. Schriften der Königsberger Gelehrten Gesellschaft, Naturwissenschaftliche Klasse, 4. Jahr, Heft 7. 13 S. Halle (S.), M. Niemeyer. 1927. RM 1.40.

Der lesenswerte, sehr lebhaft und originell geschriebene gemeinverständliche Vortrag handelt von der Tragweite der Prinzipien der Erhaltung und „Entwertung" der Energie, von der Molekularstatistik, sowie den zahlreichen experimentellen Bestätigungen ihrer Schwankungsfolgerungen; er schließt mit einer abwartend-optimistischen Stellungnahme zum Kausalprinzip. A. Smekal.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1929.

Technische Hochschule Braunschweig.

Lübcke: Technische Akustik, 14tägig, 2. — **Rusch:** Spektroskopie und ihre Anwendungen in Physik und Chemie. 2.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Lothar Wolf (bisher in Königsberg) für physikalische Chemie mit Lehrauftrag für Sondergebiete der physikalischen Chemie, an der Universität Rostock Dr. R. Capobus für Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Bernhard Schilling zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Santiago de Chile, der Privatdozent an der Universität Bern Dr. Fritz Zetzsche zum a. o. Professor für spezielle organische Chemie ebenda, der Privatdozent an der Tschechischen Universität Prag Dr. Vojtěch Iarnik zum a. o. Professor der Mathematik ebenda, der a. o. Professor an der Tschechischen Universität Prag Dr. Viktor Trkal zum ord. Professor der theoretischen Physik an der gleichen Hochschule.

Neuer Lehrauftrag: Physiker Dr. Rudolf Hase für Wärmemeßtechnik an der technischen Hochschule Hannover.

Gestorben: Der frühere Dozent für Chemie an der Universität Cambridge (England) Dr. Henry John Horstman Fenton, F. R. S. in London.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig